www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

13e JAARGANG No. 3, blz. 61-96 MAART 1951

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN NIEUWE HOGE-DRUK KWIKLAMP MET FLUORESCERENDE BUITENBALLON

door J. L. OUWELTJES, W. ELENBAAS en K. R. LABBERTÉ.

621.327.312 :535.37

Het gebruik van fluorescerende stoffen heeft in het afgelopen decennium een ware omwenteling in de verlichtingstechniek teweeggebracht; de lage-druk kwiklamp met fluorescerende wand (de „TL"-lamp) is van deze omwenteling de voornaamste exponent geweest. Echter reeds voordat deze lamp haar triomftocht begonnen was, had men de gedachte van een lichttechnische toepassing van fluorescerende stoffen verwezenlijkt bij de hoge-druk kwiklamp. Het is interessant zich de verschillen in de probleemstelling bij deze twee soorten lampen te realiseren. Dank zij de ontwikkeling van nieuwe materialen en methoden krijgt thans ook de hoge-druk kwiklamp met fluorescerende wand de gelegenheid een belangrijk toepassingsgebied, o.a. in de industriële en in de straatverlichting, te veroveren.

De HP-lamp

De ontlading in kwikdamp van lage druk is reeds enige tientallen jaren geleden gebruikt voor buizen van lichtreclames. Voor verlichtingsdoeleinden kon men hiermede niets beginnen, daar het licht blauw gekleurd en de lichtopbrengst in lumen/watt zeer gering is: de in de ontlading opgewekte straling bestaat voor ca 80% uit de ultraviolette resonantielijn met golflengte 2537 Å, slechts voor ca 5% ligt zij in het zichtbare spectraalgebied.

Omstreeks 1935 slaagde men er in, een lamp te maken die berustte op een ontlading in kwikdamp van hoge druk [1]) (bijv. 5 atm of hoger). Hiermee was men ineens een grote stap dichter bij de mogelijkheid, zulke ontladingen voor verlichtingsdoeleinden aan te wenden. De hoge-druk kwiklamp (HP-lamp [2])) heeft een stralingspectrum dat in *fig. 1* is weergegeven. Een groot deel van het vermogen wordt ook hier uitgestraald in het ultraviolette spectraalgebied, bij 2537 Å en 3650 Å. Ten gevolge van de hoge druk treedt er echter ook een continu spectrum op, dat zich o.a. over het gehele zichtbare spectraalgebied uitstrekt; tevens hebben, dank zij de hoge druk, de spectraallijnen in het zichtbare gebied een relatief grotere intensiteit. Een en ander brengt mee dat een zeer behoorlijke lichtopbrengst wordt verkregen, nl. 35 à 40 lumen/watt. Het licht is nog wel blauwachtig van kleur en de kleurweergave laat veel te wensen over, maar het in vergelijking met de gloeilamp voortreffelijke rendement maakte het gebruik van deze lampen zo aanlokkelijk dat zij al dra in allerlei gevallen toepassing vonden, eventueel in combinatie met gloeilampen.

In *fig. 2* is de constructie van de HP-lamp in haar tegenwoordige vorm te zien. De ontlading vindt plaats in een kwartsbuisje, waarin een bepaalde hoeveelheid kwik is gebracht, tezamen met een edelgas met een druk van enkele cm Hg. Dank zij dit edelgas en dank zij de aanwezigheid van een hulpelectrode kan de lamp bij normale netspanning (220 V~) worden ontstoken. Door de warmte-ontwikkeling van de ontlading komt al het kwik tot verdamping, waardoor de druk in het buisje stijgt tot enkele atm (afhankelijk van

[1]) W. Elenbaas, Ontladingen in kwikdamp van hoge druk, De Ingenieur **50**, E83-90, 1935; C. Bol, Een nieuwe kwiklamp, De Ingenieur **50**, E91-92, 1935; W. de Groot, Het emissie- en absorptiespectrum van kwikdamp bij zeer hoge drukken (tot 300 at), De Ingenieur **50**, E92-94, 1935. Zie ook: G. Heller, De kwiklamp HP 300, Philips techn. T. **1**, 129-134, 1936.

[2]) Soms worden de HP-lampen, tezamen met de zg. SP-lampen, die met water worden gekoeld en waarin drukken van ca 100 atm optreden, aangeduid als „superhoge-druk" kwiklampen, terwijl de naam „hoge-druk" lamp dan gereserveerd wordt voor lampen met een kwikdruk van ca 1 atm (HO-lamp).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het type). Het ontladingsbuisje is gemonteerd in een buitenballon, die dezelfde vorm heeft als de ballon van een gloeilamp en die met stikstof is gevuld. De aldus om het ontladingsbuisje gelegde gasmantel heeft een dubbele functie. Ten eerste beschermt hij de in het kwarts gesmolten stroomtoevoerdraden, die zeer heet worden en die daardoor, bij branden in de open lucht, aan dat einde waar zij met de lucht in aanraking komen snel zouden oxyderen. Ten tweede geeft de mantel een en de lamp in niet-brandende toestand een prettig aanzien, in brandende toestand een niet al te grote oppervlakte-helderheid geeft.

Mogelijkheden tot verbetering van de kleurweergave van de HP-lamp

Het hoge rendement en andere goede eigenschappen van de HP-lamp stimuleerden het onderzoek, of de kleurweergave niet zodanig kon worden verbeterd dat deze lampen een meer uni-

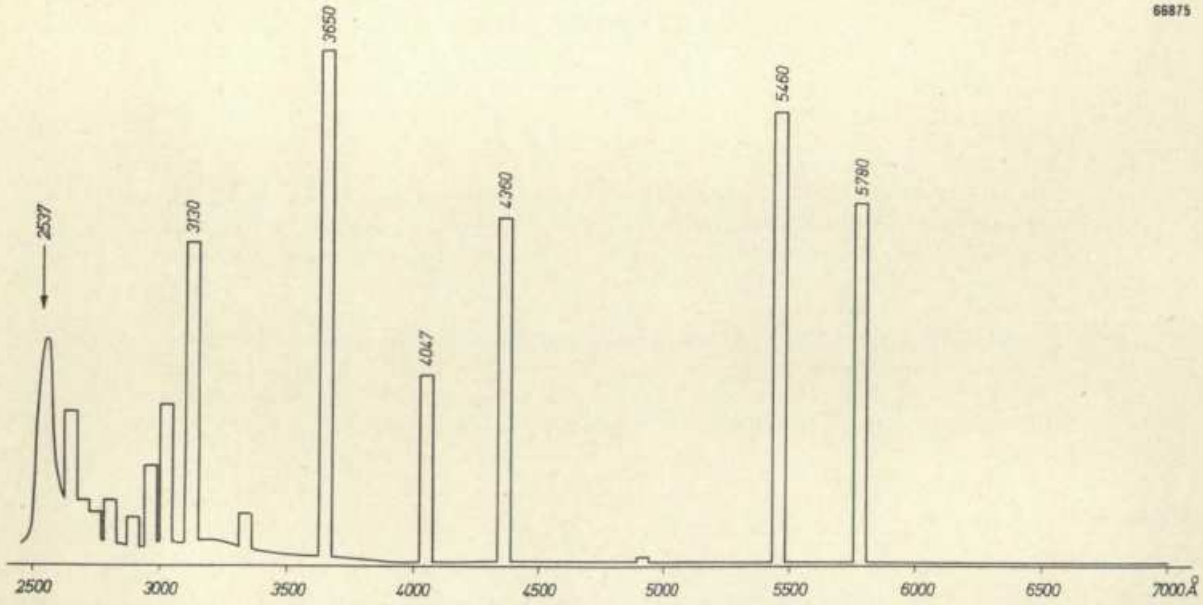


Fig. 1. De spectrale energieverdeling van de HP-lamp (zonder glazen buitenballon). De op het continuum gesuperponeerde spectraallijnen zijn in verhouding te laag en alle met dezelfde, sterk overdreven, breedte getekend, zodanig dat het oppervlak van elke lijn de hierin geëmitteerde energie aangeeft. In het ultraviolet wordt in totaal ca 1½ maal zoveel energie uitgestraald als in het zichtbare gebied.

zekere warmte-isolatie. Laat men nl. het buisje in de open lucht branden, dan is de warmteafgifte door convectie zo groot, dat het buisje na het inschakelen slechts zeer langzaam warm wordt en het kwik dus slechts langzaam en eventueel niet volledig tot verdampen komt. (Een nog volledigere isolatie, door evacueren van de buitenballon — waardoor geen andere warmte-afvoer dan door straling mogelijk zou zijn —, is niet gewenst, daar men dan, om de temperatuur van de buiswand niet te hoog te doen oplopen, slechts een geringer vermogen in het kwartsbuisje kan ontwikkelen.)

Enkele andere bijzonderheden van de constructie vindt men in het onderschrift van fig. 2 toegelicht. We wijzen hier alleen nog, omdat we er later op terug zullen komen, op de molybdeenbandjes, die dienen om de stroom door het kwarts te voeren, en op de inwendige mattering van de ballon, die het binnenwerk van de lamp aan het oog onttrekt versele toepassing konden vinden. De gebrekkigheid van de kleurweergave treft vooral voorwerpen die overwegend rood zijn gekleurd: deze krijgen onder de HP-lamp een bruinachtige tint. Een blik op het spectrum in fig. 1 maakt dit begrijpelijk. In het rood, d.i. globaal in het gebied tussen 6000 en 7000 Å, heeft de kwikdamp in het geheel geen spectraallijnen van noemenswaardige sterkte, en ook het continuum van de HP-lamp is daar zwak. De straling van de HP-lamp behoeft dus een aanvulling in het rood.

Deze aanvulling heeft men langs verschillende wegen trachten te verkrijgen: 1) Men voegde een weinig cadmium aan de kwikdamp toe. De cadmiumdamp levert tot op zekere hoogte de gewenste bijdrage in het rood, maar rendement en levensduur van de lamp bleken door de toevoeging aanmerkelijk achteruit te gaan. 2) Men verving de smoorspoel (of spaarlektransformator), die gewoonlijk in serie met de kwikontlading wordt geschakeld om deze te

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

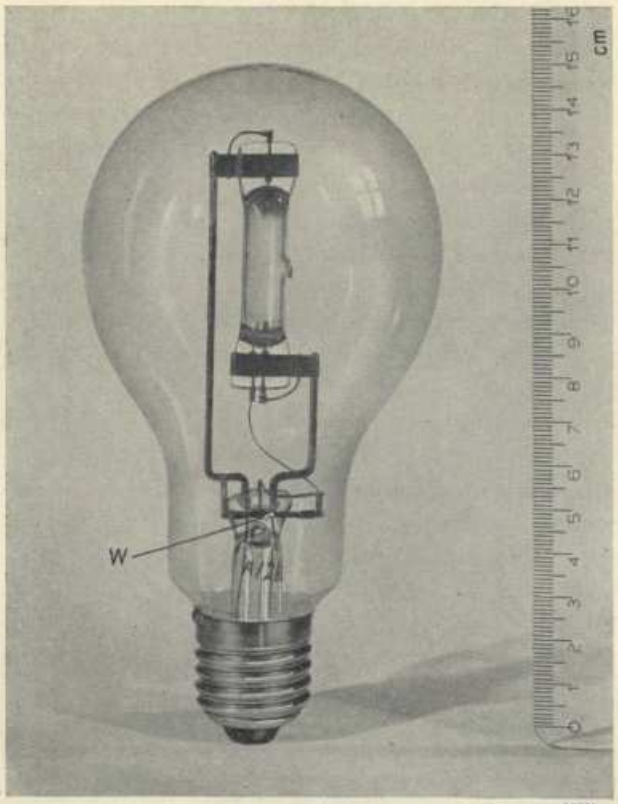


Fig. 2. De HP-lamp. Midden in de ballon ziet men het kwartsbuisje waarin de ontlading in kwikdamp van hoge druk plaats heeft. De stroom wordt aan de electroden toegevoerd via vacuumdichte molybdeenband-doorvoeringen (vrijwel onzichtbaar, door de klembanden die het kwartsbuisje dragen). Naast de onderste hoofdelectrode ziet men een hulpelectrode, die via een stroombegrenzend weerstandje W aan de andere hoofdelectrode is verbonden en die het ontsteken vergemakkelijkt (ontsteekspanning ca 180 V). De buitenballon is gewoonlijk aan de binnenzijde gematteerd (hier is hij helder gelaten om het binnenwerk te laten zien). Hij is gevuld met stikstof met een druk van 50 cm Hg (in koude toestand).

stabiliseren, door een gloeidraad, die tezamen met het ontladingsbuisje in één ballon werd gemonteerd. Het aan rode stralen zeer rijke gloeilicht vulde de straling van de kwikontlading aan tot een wit licht met goede kleurweergave. Bij deze zg. ML-lamp [3]) is echter een zo grote procentuele lichtbijdrage van de gloeidraad nodig dat het rendement (20 lm/W) aanzienlijk ten achter staat bij dat van de HP-lamp. 3) De meest elegante oplossing is, de door de kwikdamp uitgezonden nutteloze ultraviolette straling door middel van een fluorescerende stof om te zetten in de ontbrekende rode straling. Het rendement, in lumen/watt, behoeft hierbij niet achteruit te gaan doch kan in principe zelfs nog beter worden dan dat van de HP-lamp. Deze gedachte leidde tot de constructie van de HPL-lamp, de hoge-druk kwiklamp welker buitenballon aan de binnenzijde een fluorescerende laag draagt.

Vóór we nu nader ingaan op deze gedachte en op de manier waarop zij werd verwezenlijkt, willen we in enkele trekken de verdere ontwikkeling schetsen.

De eerste HPL-lampen, die omstreeks 1937 op de markt verschenen, waren wat de kleurweergave betreft nog allesbehalve ideaal. Toch moest men zich gelukkig prijzen dat men in die dagen, toen de kunst van de bereiding van fluorescerende stoffen (fosforen) nog min of meer in de kinderschoenen stond, dadelijk een fosfor had kunnen vinden die door de straling van 2537 en 3650 Å kon worden aangeslagen en die ook overigens in hoge mate aan de gestelde eisen (waarover straks meer) voldeed. Immers, men realisere zich dat het — toen men eenmaal aan het gebruik van fluorescerende stoffen ging denken — evenzeer voor de hand lag deze bij de lage-druk kwiklamp te hulp te nemen om de hierbij verspilde straling van 2537 Å in zichtbaar licht om te zetten. Dit kon men op dat ogenblik nog niet, doordat er geen fosforen bekend waren die voldeden aan de geheel andere eisen voor die lamp.

Zoals men weet, is het enige tijd daarna gelukt ook hiervoor geschikte fosforen te vinden, waardoor de buisvormige fluorescentielampen van het type „TL" ontstonden. Al spoedig maakten deze enorme opgang, zo zeer dat de eerder ontwikkelde maar onvolgroeid gebleven HPL-lamp er door op de achtergrond werd gedrongen. Het onderzoek betreffende de HPL-lamp ging echter verder, zij het dan lange tijd zonder groot succes. Eindelijk is men in het afgelopen jaar een fosfor op het spoor gekomen die een doorslaande verbetering van de HPL-lamp mogelijk heeft gemaakt. Het is te verwachten dat de thans uitgewerkte nieuwe HPL-lamp, naast de inmiddels zo populair geworden „TL"-lamp, een eigen terrein zal weten te veroveren.

Wat van een fosfor voor de HPL-lamp wordt verlangd en wat men er van kan verwachten

We zagen reeds dat een fosfor waarmee we de kleurweergave van de HP-lamp willen verbeteren aangeslagen moet worden door straling van golflengten in het gebied van 2537 en 3650 Å, en dat zijn emissiespectrum voornamelijk in het rood moet zijn gelegen.

Verder moet de fosfor nog aan de volgende eisen voldoen:

1) Hij mag, om het rendement van de lamp niet te benadelen, het zichtbare licht van de kwikontlading niet noemenswaardig absorberen. Ook een selectieve absorptie is ongewenst; afgezien van het gekleurde aanzien dat de lamp daardoor in niet-

[3]) E. L. J. Matthews, De menglichtlamp en andere kwiklampen met verbeterde kleurweergave, Philips techn. T. **5**, 353-359, 1940. J. Funke en P. J. Oranje, Over de ontwikkeling van menglichtlampen, Philips techn. T. **7**, 33-39, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

brandende toestand zou krijgen en dat voor sommige toepassingen onaangenaam kan zijn, zou een selectieve absorptie immers de kleurweergave weer kunnen bederven.

2) De fosfor moet — hoewel elke fosfor de tendentie heeft bij toenemende temperatuur zijn fluorescerend vermogen te verliezen — nog behoorlijk sterk fluoresceren bij een temperatuur van 150 à 200 °C. Dit is nl. ongeveer de temperatuur waarop de buitenballon van de HP-lamp, op welks binnenzijde de fluorescerende laag wordt aangebracht, bij het branden komt. Men kan weliswaar door keuze van een grotere buitenballon de ballontemperatuur verlagen, en men is inderdaad een stuk in die richting gegaan (de oude HPL 500, voor een vermogen van 120 W, had een ballondiameter van 130 mm, tegenover 90 mm van de HP 500), maar men is hierin natuurlijk beperkt doordat men de armaturen waarin men de HPL-lampen wil gebruiken niet al te grote afmetingen wil geven.

meer of minder grillige spectrale verdeling van een willekeurige lichtbron, door het percentage van de totale lichtstroom op te geven dat wordt geleverd in elk van 8 aan elkaar grenzende spectrale gebiedjes, die tezamen het gehele zichtbare spectraalgebied beslaan.

In *tabel I* zijn dergelijke getallen voor de HP-lamp en voor daglicht aangegeven, met dien verstande dat de getallen hier niet lichtstroombijdragen doch energiebijdragen voorstellen. De kwalitatieve verschillen tussen de lichtbronnen, telkens in één vakje bekeken, zijn natuurlijk in beide gevallen dezelfde, en door de energieën op te geven, kunnen we in dezelfde tabel ook de bijdragen in enkele ultraviolette „vakjes" vermelden. Deze ultraviolette energiebijdragen van de HP-lamp denken we ons nu overgeheveld naar de rode vakjes 6100-6600 Å en 6600-7200 Å, waarin de straling van de HP-lamp zulk een duidelijk tekort vertoont. Bij dit overhevelen moeten we rekening houden met de

Tabel I. Vakjesverdeling van het spectrum van de HP-lamp en van gemiddeld daglicht. In tegenstelling met de gewoonte zijn hier niet de relatieve lichtstroombijdragen, maar de relatieve energiebijdragen in de vakjes vermeld (de getallen zijn enigszins globaal). Tevens is ook de ultraviolette energie in twee spectrale vakken aangegeven, in dezelfde relatieve maat als de zichtbare.

	< 3000 Å	3000-4000	4000 No. 1 4200	2 4400	3 4600	4 5100	5 5600	6 6100	7 6600	8 7200
HP 125 W	60	80	13	24	1	2	31	26	1,5	1,5
gemiddeld daglicht	0	9	6	6	7	18	17	16	14	16

3) Ten slotte is er nog de zeer belangrijke eis dat de te gebruiken fosfor door de sterke ultraviolette straling (waarvan de fotochemische werking door de hoge temperatuur nog wordt bevorderd) niet mag worden ontleed. Vooruitlopend op de volgende paragrafen van dit artikel kunnen we zeggen dat deze eis voor verschillende stoffen, die zeer geschikt leken voor ons doel, het struikelblok is geweest. De fotochemische ontleding, die bij deze stoffen bleek op te treden, wordt het eerst merkbaar door een teruglopen van het gehalte aan rood licht in de straling van de lamp; later wordt vaak de fluorescerende laag grijs gekleurd, zij gaat dus zichtbaar licht absorberen en de totale lichtstroom van de lamp loopt dan sterk achteruit.

Stel nu dat we een fosfor zouden vinden die op ideale wijze aan de genoemde eisen voldoet, welk resultaat wat betreft de kleurweergave van de lamp kunnen we dan verwachten? Dit kan op eenvoudige wijze worden uitgerekend. De kleurweergave van een lamp kan men het gemakkelijkst beoordelen met behulp van de 8-vakjes-methode van Bouma [4]). Volgens deze methode beschrijft men de depreciatie die de energie bij elk fluorescentieproces ondergaat: voor één ultraviolet energiequantum $h\nu_1$ kunnen we hoogstens (bij een quantum-rendement van 100%) één energiequantum $h\nu_2$ van de gewijzigde golflengte krijgen, en daar een rood quantum slechts ongeveer half zo veel energie bevat als een van onze ultraviolette quanta ($\nu_2 \approx \frac{1}{2}\nu_1$), moeten wij bij het overhevelen de energie halveren. We krijgen dan in elk van de twee rode vakjes een relatieve energiebijdrage van ca 35. In werkelijkheid zal men natuurlijk geen quantumrendement van 100% kunnen bereiken, en bovendien zal men, opdat het zichtbare licht van de kwikontlading in voldoende mate wordt doorgelaten, de fosfor slechts in een zo dun laagje kunnen aanbrengen, dat de ultraviolette straling niet volledig wordt geabsorbeerd. Zo komt men tot de conclusie dat in het gunstigste te realiseren geval de kleurweergave van het daglicht in het rood juist ongeveer

[4]) P. J. Bouma, De kleurweergave bij gebruik van verschillende „witte" lichtbronnen, Philips techn. T. **2**, 1-7, 1937. Zie ook P. M. van Alphen, Een fotometer voor het onderzoek van de kleurweergave van verschillende lichtbronnen, Philips techn. T. **4**, 71-77, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan worden bereikt [5]). Inderdaad is de te bereiken verbetering, zoals naderhand blijkt, voor de roodweergave alleszins voldoende, mits men — en dat is de lering die we uit het bovenstaande kunnen trekken — zich werkelijk er op toelegt, de fluorescentie zo veel mogelijk ten nutte van het roodgehalte van de straling aan te wenden.

Diverse voor de HPL-lamp beproefde fosforen

De fosfor die in de eerste HPL-lampen werd gebruikt en die zich tot voor kort hierin heeft kunnen handhaven, is het zinkcadmiumsulfide, geactiveerd met koper, (Zn,Cd)S-Cu. De spectrale energieverdeling van de emissie van deze fosfor is weergegeven in *fig. 3*. Men ziet dat een behoorlijk

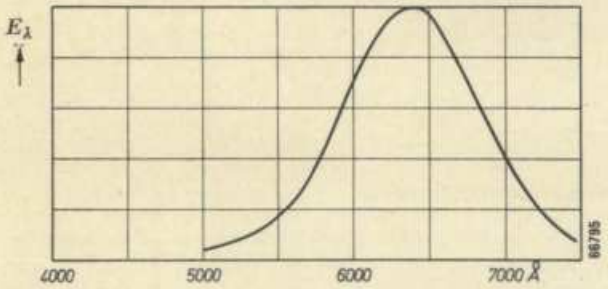


Fig. 3. Spectrale energieverdeling (in willekeurige eenheden) van de emissie van zinkcadmiumsulfide, geactiveerd met koper.

maximum in het oranje-rood aanwezig is. Verder is ook het „aanslagspectrum" niet ongunstig; de fosfor absorbeert in sterke mate alle in aanmerking komende ultraviolette straling en hij fluoresceert met een redelijk quantumrendement: bij aanslag met 3650 Å bedraagt dit ongeveer 50%, bij aanslag met 2537 Å ongeveer 25%, gemeten bij kamertemperatuur. Bij de bedrijfstemperatuur (ca 175 °C) zijn deze waarden slechts weinig lager. Ook de bestendigheid van de fosfor gedurende de levensduur van de lamp is voldoende. Een ernstige tekortkoming van de zinkcadmiumsulfide-fosfor echter is zijn sterke absorptie van het blauw (een uitloper van de op zichzelf onmisbare absorptieband in het ultraviolet). Het licht van de brandende lamp heeft nu geen tekort aan rood maar een tekort aan blauw, het wordt groenachtig van tint. Alle nagenoeg witte voorwerpen kregen daardoor onder deze oude HPL-lamp een onaangenaam uiterlijk, en in het bijzonder gold dit ook voor de menselijke huid.

Dit gebrek van de zinkcadmiumsulfide-fosfor heeft men nog op verschillende manieren trachten te verhelpen. Men poogde de absorptie in het blauw te verminderen door de fosfor in de vorm van een fijner poeder op de ballon aan te brengen; dit bleek echter niet mogelijk zonder afbreuk te doen aan de fluorescentie. Ook heeft men wel de zinkcadmiumsulfide-fosfor voor een gedeelte vervangen door een blauw fluorescerende fosfor (ZnS-Ag); deze oplossing, hoewel lange tijd inderdaad in de oude HPL-lampen toegepast, was niet afdoende en maakte het gebruik van grotere ballons nodig aangezien de toegevoegde fosfor nogal temperatuurgevoelig is.

Er bestond dus van meet af aan reden om uit te zien naar geheel andere fluorescerende stoffen die voor de kleurcorrectie van de HP-lamp zouden kunnen dienen. Deze wens kreeg nog meer klem door de opkomst van de „TL"-lamp, niet alleen omdat deze, met haar hoge rendement en voortreffelijke kleurweergave, dwong tot het aanleggen van strengere maatstaven, maar ook omdat men hierbij fosforen had leren maken met een quantumrendement tot ongeveer 80%. Daarbij steken de waarden voor de zinkcadmiumsulfide-fosfor (50% resp. 25%) nogal ongunstig af.

Van de verschillende fosforen die men naderhand ter beschikking kreeg en waarvan het gebruik voor de HPL-lamp werd beproefd, willen wij er hier vier bespreken, nl. cadmiumboraat, calciumfosfaat, de groep der halofosfaten, en een groep fosforen met vierwaardig mangaan als activator.

Cadmiumboraat, met tweewaardig mangaan als activator, absorbeert alleen het kortgolvige ultraviolet; de straling in de buurt van 3650 Å blijft dus ongebruikt. Het emissiespectrum echter ligt zeer gunstig, zoals *fig. 4*, kromme *a*, laat zien, en er is geen absorptie in het zichtbare gebied, zodat men met deze fosfor alleszins acceptabele lampen heeft kunnen maken (zij het dan met iets vergrote ballon, omdat de luminescentie bij 150 °C al aanmerkelijk is verzwakt). Helaas bleek de terugval van de

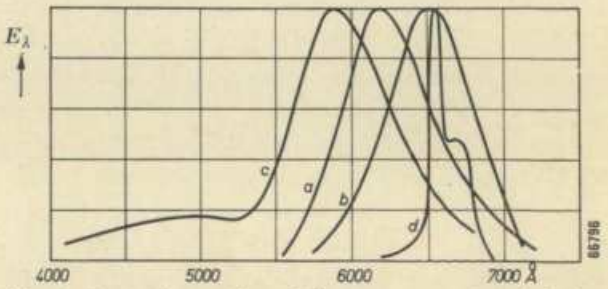


Fig. 4. Spectrale energieverdeling van een viertal fosforen waarvan het gebruik voor de HPL-lamp werd beproefd (de maxima alle even hoog gesteld).
a) Cadmiumboraat, geactiveerd met tweewaardig mangaan.
b) Calciumfosfaat, geactiveerd met cerium en mangaan.
c) Halofosfaten, geactiveerd met antimonium en mangaan.
d) Magnesiumtitanaat, geactiveerd met vierwaardig mangaan.

[5]) Deze beschouwing danken wij aan Dr. J. Voogd, de hiervoor nodige aansluiting tussen energiemetingen in het ultraviolet en in het zichtbare gebied aan metingen van J. Riemens.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

luminescentie gedurende het branden van de lamp zo sterk te zijn dat ze zich in de practijk niet heeft kunnen handhaven.

Over calciumfosfaat (geactiveerd door cerium en mangaan) kunnen we nagenoeg dezelfde lijkrede houden. Deze stof absorbeert alleen het kortgolvige ultraviolet; ze is in daglicht wit en vertoont een prachtig rode fluorescentie (fig. 4*b*) met een behoorlijk quantumrendement (50%). Ten aanzien van de temperatuurafhankelijkheid is de fosfor zelfs beter dan cadmiumboraat: het rendement blijft tot bijna 300 °C volkomen constant. Helaas ook hier de vrij snelle terugval van de luminescentie tijdens het branden van de lamp, waartegen geen remedie kon worden gevonden.

Als derde soort fosforen noemden we de halofosfaten. Deze fosforen hebben de algemene formule $3Ca_3(PO_4)_2 . CaX_2$, waarbij X staat voor chloor of fluoor. Als activatoren dienen in dit geval antimonium en mangaan. Deze fosforen hebben grote practische betekenis verkregen door hun toepassing in „TL"-lampen. Voor deze toepassing is essentieel een sterke luminescentie bij aanslag door 2537 Å, en een voldoende resistentie tegen de ontledende werking van deze straling alsook tegen de inwerking van de kwikdamp, waarmee immers de fluorescerende laag bij de „TL"-lampen in aanraking komt. De ligging van het emissiespectrum is tot op zekere hoogte niet bepalend, daar men bij „TL"-lampen van meet af aan met mengsels van fosforen heeft gewerkt, welker spectra door een geschikte mengverhouding elkaar op de gewenste wijze konden aanvullen. De halofosfaten bezitten de bovengenoemde eigenschappen en ook de eigenschap hun fluorescerend vermogen bij hoge temperaturen te behouden (welke eigenschap voor „TL"-lampen feitelijk niet vereist is, omdat de wand van de „TL"-lamp niet warmer wordt dan 40 à 50 °C); voorts zijn zij ook bij de hoge temperaturen in een HPL-lamp voldoende resistent tegen ontleding. Zij kunnen echter aan de specifieke emissie-eisen voor de HPL-lamp niet voldoen: men kan er op zijn best een spectrale verdeling mee verkrijgen als getekend in fig. 4*c*, met een maximum bij ca 5900 Å. Voor de verbetering van het roodgehalte van de straling der HP-lamp is men hiermee niet voldoende gebaat.

Ten slotte de stoffen welke vierwaardig mangaan als activator bevatten: verschillende van deze stoffen zijn in het Philips-laboratorium te Eindhoven uitvoerig onderzocht [6]). Alle vertonen een dieprode fluorescentiekleur. Het magnesiumtitanaat, dat tot deze groep fosforen behoort, scheen de meeste perspectieven te bieden wat betreft de bruikbaarheid onder de omstandigheden die we in de HPL-lamp aantreffen. Het emissiespectrum vindt men in fig. 4*d*. Het aanslagspectrum ziet er helaas minder gunstig uit, de straling met golflengte 2537 Å wordt wel geabsorbeerd maar het quantumrendement van de omzetting van deze kortgolvige straling is vrijwel nul. Men heeft er wel aan gedacht in dit euvel te voorzien door de ultraviolette HP-straling, alvorens zij op het magnesiumtitanaat valt, op een laag van een andere, geschikte fosfor (bijv. cadmiumboraat) te laten vallen, die alleen de kortgolvige straling absorbeert en omzet in rood. Tot een practische uitvoering van deze gedachte is het echter niet gekomen, daar magnesiumtitanaat ook het nadeel had van een te sterke temperatuurafhankelijkheid der fluorescentie: reeds boven 100 °C neemt het rendement sterk af.

Magnesiumarsenaat

Hoewel het magnesiumtitanaat, uit de groep der Mn^{4+}-fosforen, dus niet aan de gestelde eisen kon voldoen, was het toch deze zelfde groep die ten slotte de fosfor opleverde waarmee het probleem van de HPL-lamp bleek te kunnen worden opgelost: het magnesiumarsenaat [7]).

Dank zij de eerder verworven vertrouwdheid met de problemen van de bereiding der Mn^{4+}-fosforen en met de kenmerken van deze stoffen, gelukte het al spoedig nadat de aandacht op deze nieuwe fosfor gevallen was, hem in een voor verlichtingstechnische toepassing geschikte vorm te bereiden.

De eigenschappen van de nieuwe fosfor bleken buitengewoon gunstig voor een toepassing in de HPL-lamp. De fosfor fluoresceert fel rood. De spectrale verdeling van de emissie (*fig. 5*) vertoont een steile top bij 6560 Å. De fosfor absorbeert het gehele ultraviolette stralingspectrum van de HP-lamp

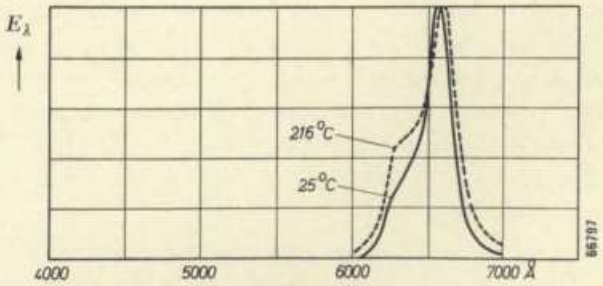


Fig. 5. Spectrale energieverdeling van magnesiumarsenaat, geactiveerd met vierwaardig mangaan, bij 25 °C en bij 216 °C (het maximum is in beide gevallen even hoog gesteld).

[6]) F. A. Kröger, Some aspects of the luminescence of solids, Elsevier Publ. Co. Amsterdam 1948; in het bijzonder pag. 57-106.

[7]) M. Travnicek te Graz (Oostenrijk) bracht deze stof onder onze aandacht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en heeft zowel bij aanslag met 2537 Å als met 3650 Å (en ook met tussengelegen golflengten) een quantumrendement van ongeveer 75%. Er is een geringe absorptie van blauw licht — als we wensen dat het langgolvig ultraviolet sterk geabsorbeerd wordt, is hieraan haast niet te ontkomen, gezien de meestal onscherpe begrenzing der absorptiebanden van vaste stoffen —; de hieruit voortkomende zwak gele kleur van het magnesiumarsenaat in daglicht is echter weinig storend, en van een groene verkleuring van het resulterende licht der hiermee gemaakte HPL-lampen is geen sprake, in tegenstelling

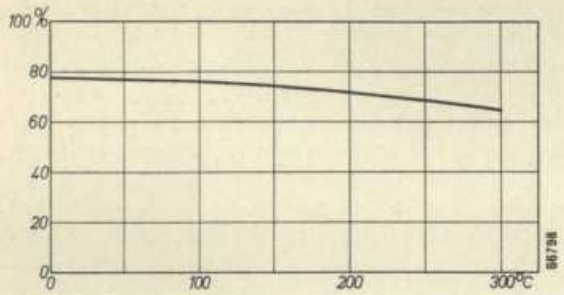


Fig. 6. Het quantumrendement van de magnesiumarsenaat-fosfor, bij aanslag met 2537 Å, als functie van de temperatuur.

met de oude zinkcadmiumsulfide-lampen. Een verdere zeer gunstige eigenschap is de zeer geringe temperatuurgevoeligheid van het magnesiumarsenaat. Bij 300 °C bedraagt het quantumrendement nog ca 65% (*fig. 6*).

Het chemisch gedrag van magnesiumarsenaat in een HPL-lamp

Na deze opsomming van voortreffelijke eigenschappen van het magnesiumarsenaat zal het wellicht als een anticlimax aandoen, dat we moeten constateren dat deze fosfor in het begin evenmin als zoveel andere bleek te voldoen aan de laatste eis, die van de levensduur. Het roodgehalte van het licht van de eerste HPL-lampen die met magnesiumarsenaat werden gemaakt, liep snel terug.

In tegenstelling met andere fosforen waarvan de toepassing op dit struikelblok strandde, bleek het nu echter in het geval van magnesiumarsenaat mogelijk door een eenvoudig middel de levensduur te verbeteren. Hiertoe was het alleen nodig, de stikstofvulling van de buitenballon van de HPL-lamp te vervangen door een vulling met koolzuur. Er doet zich dan het merkwaardige verschijnsel voor dat gedurende de eerste 25 à 50 branduren het roodgehalte van de straling stijgt, soms zelfs tot een factor $1^1/_2$. Daarna zakt het weer geleidelijk af, maar na 2000 uren bedraagt het nog ca 80% van de topwaarde.

Al is het mechanisme waardoor CO_2 de resistentie van de magnesiumarsenaat-fosfor verbetert, nog niet geheel en al opgehelderd, zo is men toch op een vrij logische weg tot de keuze van CO_2 gekomen, nl. als volgt.

Magnesium is een der meest onedele (dwz. moeilijk te reduceren) metalen. Het lag daarom voor de hand dat het teruglopen van de fluorescentie-eigenschappen van de fosfor niet te wijten was aan een afscheiding van metaal (in casu Mg), zoals bij de eerder besproken fosforen wel het geval was gebleken, doch aan een reductie tot een lagere valentietrap van het in zeer geringe hoeveelheid aanwezige Mn^{4+} (voor de beste lichtopbrengst kiest men een samenstelling 10 MgO. As_2O_5. 0,01 Mn of daaromtrent). Een chemische analyse bevestigde dat het teruglopen van de fosfor samengaat met een reductie van Mn^{4+} tot Mn^{2+}. Daarom werden proeven gedaan met een toevoeging van een geringe hoeveelheid zuurstof aan de stikstofvulling van de buitenballon. Het bleek inderdaad dat (bij een ballontemperatuur van 150 à 200 °C) een toevoeging van 0,3 à 0,5% O_2, bij een stikstofdruk van 50 cm Hg, de teruggang van het roodgehalte van de straling reeds volledig doet verdwijnen!

Bij zulk een toevoeging van zuurstof trad echter een andere moeilijkheid op: de zeer dunne, vacuumdicht in het kwarts gesmolten, molybdeenbandjes waarmee de stroom door de uiteinden van het kwikontladingsbuisje wordt gevoerd (*fig. 7a*; zie ook

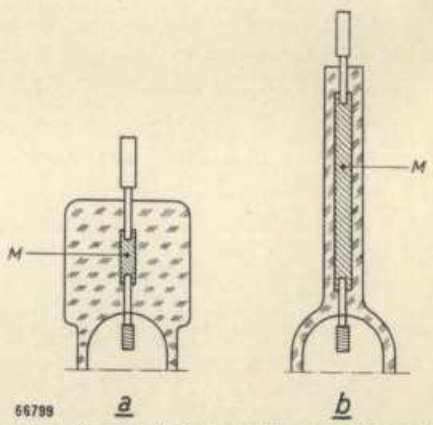


Fig. 7. Constructie van de doorvoering voor de electroden van het kwartsbuisje van de HP- en HPL-lamp. Bij het insmelten moet de doorvoering tot de verwekingstemperatuur van het kwarts worden verhit, d.i. 1600 à 1700 °C. Van de weinige metalen die dit kunnen verdragen, is molybdeen het best geschikt. Daar de thermische uitzettingscoëfficient van molybdeen echter veel groter is dan die van kwarts, wordt de doorvoering gemaakt met een uiterst dun uitgewalst molybdeenbandje *M* (13 μ dik), dat ondanks de uitzettingsverschillen aan het kwarts kan blijven hechten daar het gemakkelijk deformeerbaar is.
a) Doorvoering van normale lengte (ongeveer op ware grootte).
b) Doorvoering van grotere lengte, waarbij het uiteinde minder warm wordt dan bij (*a*), zodat het molybdeen minder snel wordt geoxydeerd indien er zuurstof aan de stikstofvulling van de buitenballon is toegevoegd (de ronde toevoerdraden zitten niet vacuumdicht in het kwarts; er kan dus zuurstof van buiten tot het bandje doordringen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fig. 2), worden in een O_2-houdende atmosfeer geoxydeerd, zetten daarbij uit en geven na enige tijd aanleiding tot springen van het kwarts. Dit gebeurt des te eerder naarmate de temperatuur aan het buitenste einde van het molybdeenbandje hoger is. Bij de voor HP-lampen gebruikelijke dimensionnering van de insmelting bedraagt de genoemde temperatuur ca 500 °C, en bij een partiële zuurstofdruk van 0,15 cm Hg (zie boven) springt zulk een insmelting dan reeds na een brandtijd van de orde van grootte van enige tientallen uren.

Men kan dit verhelpen door de insmelting langer te maken (fig. 7*b*). Natuurlijk vindt ook dan oxydatie plaats, maar in langzamer tempo, doordat de temperatuur op de gevaarlijke plaats lager is. Aldus kan men bereiken dat de levensduur van de lamp niet meer door de insmelting wordt bepaald. Op de zo vervaardigde HPL-lampen viel niets meer aan te merken — behalve dat zij in de fabricage ongewenst duur werden, doordat de lange molybdeenband-insmeltingen niet machinaal kunnen worden gemaakt; verder steekt het O_2-percentage van de vulling zeer nauw, daar bij iets te weinig O_2 het teruglopen van de lichtopbrengst van de fosfor, en bij iets te veel O_2 de oxydatie der insmeltingen te snel geschiedt.

De gedachte was nu, dat in werkelijkheid wellicht een veel geringere partiële zuurstofdruk dan 0,15 cm Hg voldoende zou zijn om de fosfor op peil te houden, en dat de „hoge" vuldruk van 0,15 cm Hg, die fnuikend blijkt te zijn voor de molybdeenbandjes, alleen nodig is doordat allerlei metalen delen in de lamp de zuurstof selectief „vangen" en min of meer vasthouden („getter"-werking). In dat geval kon een verbetering worden verwacht indien men bij het vullen van de buitenballon geen zuurstof hierin bracht doch een inert gas dat onder invloed van de hoge temperatuur, misschien ook onder invloed van de ultraviolette straling, voortdurend een weinig zuurstof zou afsplitsen, juist voldoende om de reductie van Mn^{4+} tegen te gaan, en te weinig om de molybdeenbandjes in hinderlijke mate te oxyderen. CO_2 leek hiertoe geschikt en gaf inderdaad de reeds vermelde uitstekende resultaten. Een goede bevestiging van de gevolgde gedachtengang ziet men in het feit dat de gewenste werking reeds met een zeer geringe CO_2-druk wordt verkregen, nl. ca 0,5 cm Hg. Bij een dissociatie van het koolzuur tot een dissociatiegraad van de plausibele waarde van bijv. 5%, volgens de vergelijking

$$2\ CO_2 \rightarrow 2\ CO + O_2,$$

heeft men dan een partiële zuurstofdruk van slechts ca 0,01 cm Hg.

Bij vulling met zuurstof zullen de metalen delen slechts een bepaalde hoeveelheid O_2 kunnen opnemen. De hierdoor veroorzaakte daling van de O_2-druk zal kleiner zijn naarmate het volume van de ballon groter is, en men mag dus ook verwachten dan met een kleinere begindruk te kunnen volstaan om gedurende de gewenste levensduur de O_2-druk boven de voor de fosfor vereiste minimumwaarde te houden. Deze verwachting werd ten volle bevestigd door een proef waarbij het O_2-volume was vergroot door de ballon van de HPL-lamp via een buisje te verbinden met een groot voorraadsvat.

De CO_2-druk blijkt in het geheel niet critisch te zijn. Men kan zonder bezwaar tot een druk van 50 cm Hg gaan, zoals die voor de stikstofvulling van de HP-lampen gebruikelijk is. Dat ook dan de oxydatie van de molybdeenbandjes niet te snel verloopt, is klaarblijkelijk hieraan te danken dat aan de hogere CO_2-drukken geen evenredig hogere partiële O_2-drukken beantwoorden: de dissociatiegraad van het koolzuur neemt met toenemende druk af, hetgeen kwalitatief direct uit de bovenstaande reactievergelijking is af te lezen (het volume rechts is 1½ maal zo groot als links).

Uitvoering en eigenschappen van de nieuwe HPL-lampen

De HPL-lamp wordt thans vervaardigd in twee wattages, nl. 80 W en 125 W. *Fig. 8* laat de beide uitvoeringen zien, met ter vergelijking een 150 W „Argenta" gloeilamp. In *tabel II* zijn de belangrijkste gegevens voor deze lampen alsmede voor een HP-lamp en daglicht bijeengebracht.

Tabel II. Eigenschappen van de nieuwe HPL-lampen, vergeleken met die van een HP-lamp, een gloeilamp en daglicht.

	HPL 80 W	HPL 125 W	HP 125 W	Gloeilamp 150 W (2850 °K)	Daglicht
Lichtstroom (lm)	3000	5000	5000	2000	—
Specifieke lichtopbrengst (lm/W)	37,5	40	40	13	—
Roodpercentage	8,8	7,5	1,3	18	11
Kleurpunt in de kleurendriehoek $x =$	0,390	0,385	0,319	0,448	0,320
Kleurpunt in de kleurendriehoek $y =$	0,434	0,425	0,405	0,407	0,330
Helderheid (cd/cm²)	5	8	25	3	—
Ballondiameter (mm)	80	90	90	80	—

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

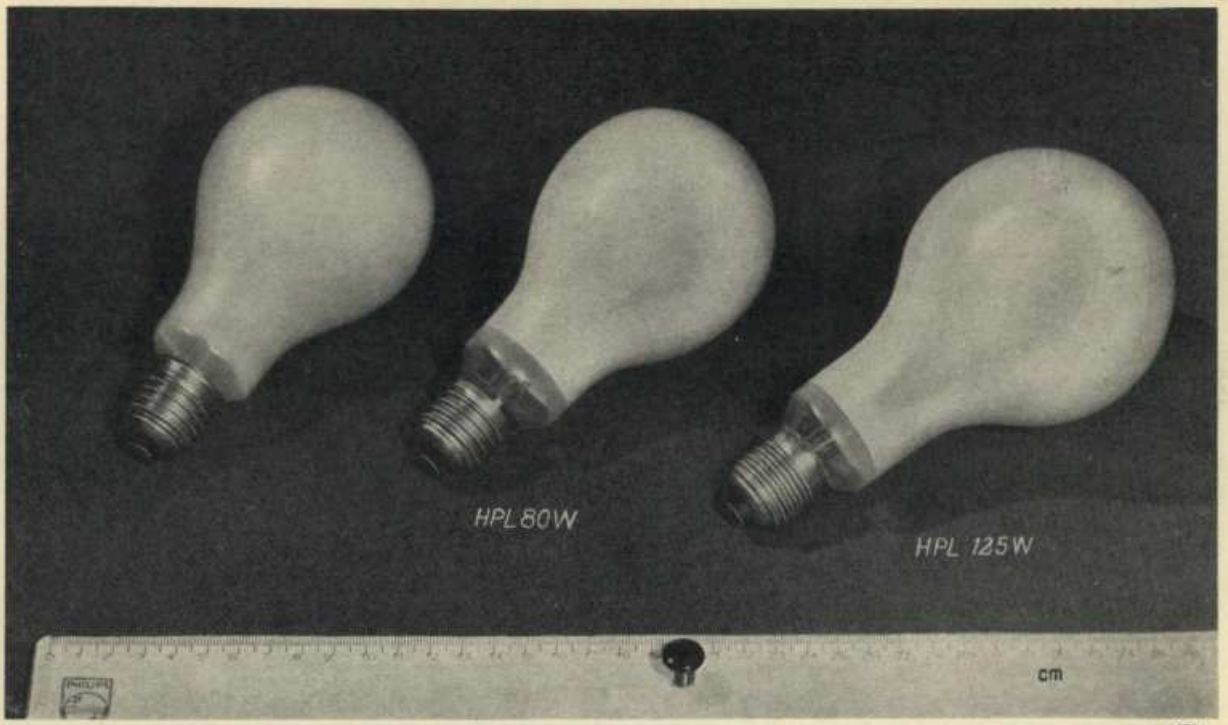


Fig. 8. De nieuwe HPL 80 W en HPL 125 W, voorzien van magnesiumarsenaat-fosfor. In niet-brandende toestand zijn de lampen nagenoeg wit. Ter vergelijking is een „Argenta" gloeilamp van 150 W mede afgebeeld.

Zoals in de hierboven gegeven algemene beschouwingen naar voren is gekomen, wordt aan het streven om de maximaal mogelijke verhoging van het roodgehalte der straling van de HP-lamp te bereiken, een grens gesteld door het feit dat men, voor een volledige absorptie van het ultraviolet, zulke dikke fosforlagen zou moeten aanbrengen dat de zichtbare straling van de kwikontlading teveel zou worden verzwakt: de totale lichtopbrengst van de lamp zou achteruitgaan, ondanks de winst in het rood. We hebben nu de laagdikte zodanig gekozen, dat de winst in het rood en het verlies over het gehele zichtbare spectrum elkaar juist ongeveer compenseren; met andere woorden, het rendement van de nieuwe HPL-lamp is vrijwel gelijk aan dat van de HP-lamp.

Het roodgehalte van het licht, dat in de tabel is vermeld en dat als een ruwe maat voor de bereikte verbetering van de kleurweergave kan dienen, is het gezamenlijke percentage van de lichtstroombijdragen in het zevende en achtste vakje. Voor een betere beoordeling van de kleurweergave is in *tabel III* de volledige 8-vakjes-verdeling voor de straling van de HPL 80 W en de HPL 125 W aangegeven, tezamen met de in tabel I reeds vermelde verdeling van HP-lamp en daglicht (echter nu in lichtstroom-percentages) en ook die van de gloeilamp en van een „TL"-lamp (type „wit").

Een belangrijk toepassingsgebied voor de HPL-lamp is de verlichting van straten en pleinen in de steden. Men kan hier dank zij de grote specifieke lichtopbrengst op zeer economische wijze

Tabel III. Vakjesverdeling (relatieve lichtstroombijdragen) van het spectrum van de nieuwe HPL-lampen, vergeleken met die van HP-lamp, daglicht, gloeilamp en „TL"-lamp (type „wit").

	4000	4200	4400	4600	5100	5600	6100	6600	7200
	1	2	3	4	5	6	7	8	
HPL 80 W	0,008	0,37	0,025	0,62	49,8	40,5	8,0	0,76	
HPL 125 W	0,008	0,42	0,04	0,54	47,0	44,4	7,0	0,65	
HP 125 W	0,02	0,76	0,14	1,66	55,1	41,0	1,2	0,09	
Gemiddeld daglicht . . .	0,027	0,23	0,80	10,8	40,8	36,2	10,3	0,73	
Gloeilamp 150 W (2850 °K)	0,006	0,060	0,25	5,47	33,4	42,6	16,7	1,57	
„TL" 40 W („wit") . . .	0,010	0,35	0,30	4,80	38,0	43,0	13,0	0,43	

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een hoog verlichtingsniveau bereiken, en de kleurweergave is thans zodanig dat er geen sprake meer is van een onaangename tint die de menselijke huid onder dit licht zou krijgen. Ook laat het licht van de HPL-lamp zich even gemakkelijk als dat van een gematteerde of geopaliseerde gloeilamp bundelen en richten, met behulp van weinig in het oog lopende armaturen. De HPL-lamp zal daardoor in een aantal gevallen wellicht de voorkeur verdienen boven de „TL"-lamp, welker toepassing voor straatverlichting tegenwoordig op allerlei plaatsen wordt beproefd.

In dit verband dient nog een opmerking te worden gemaakt over de voorschakelapparatuur van de HP- en HPL-lampen.

Afzonderlijk te installeren lampen schakelt men gewoonlijk (als er een netspanning van 220 V~ beschikbaar is) in serie met een smoorspoel (*fig. 9a*). Direct na het inschakelen van de lamp,

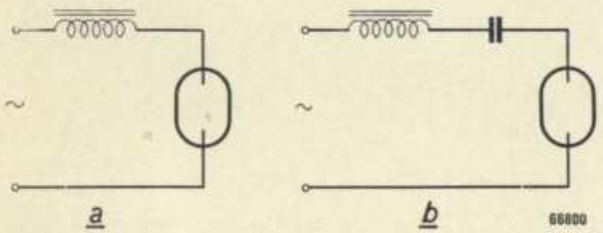


Fig. 9. Als voorschakelapparaat voor de HP- en HPL-lamp kan worden gebruikt een smoorspoel (*a*), of een combinatie van een smoorspoel met een condensator (*b*). In het laatste geval is de stroom ongeveer even veel in faze vóór bij de spanning als hij bij de schakeling (*a*) achter is. De aanloopstroom direct na het inschakelen van de lamp is in geval (*b*) aanzienlijk kleiner dan in geval (*a*).

dus terwijl deze nog koud is, vloeit er dan een stroom die ongeveer 1½ maal zo sterk is als de normale brandstroom. Deze aanloopstroom is groot genoeg opdat, bij de gebruikelijke vulling van de buitenballon met stikstof resp. koolzuur met een druk van ca 50 cm Hg, het ontladingsbuisje geleidelijk warm gaat worden en in 3 à 4 minuten de ontlading op volle sterkte gaat branden, waarbij de spanning op de lamp stijgt en de stroom daalt. De arbeidsfactor (cos φ) van de lamp met smoorspoel bedraagt ongeveer 0,5.

Deze lage waarde van cos φ is voor enkele lampen geen bezwaar, maar voor straatverlichting moeten soms hele rijen lampen op een sector van het net worden aangesloten en voor dat geval is wel een hogere waarde van cos φ gewenst. Men kan deze verkrijgen door de helft van de lampen te laten branden met een ander voorschakelapparaat, nl. een combinatie van een smoorspoel en een condensator (fig. 9*b*). De stroom is hierbij ongeveer even veel in faze vóór bij de spanning, als hij bij de schakeling volgens fig. 9*a* achter is. De resulterende arbeidsfactor van de gehele installatie is dus ongeveer 1. De aanloopstroom in de schakeling volgens fig. 9*b* is echter niet groter dan de brandstroom. Teneinde bij zulk een relatief kleine aanloopstroom, ook bij strenge vorst, de lamp toch binnen een redelijke tijd op volle lichtsterkte te doen komen, moet het ontladingsbuisje thermisch meer geïsoleerd worden opgesteld, dwz. men moet de vuldruk in de buitenballon lager kiezen. Een koolzuurdruk van ca 20 cm Hg is voor dit geval heel geschikt.

Men ziet dat het voor deze toepassing van de HPL-lamp zeer nuttig is dat de koolzuurdruk, zoals hierboven werd vermeld, voor het op peil houden van de magnesiumarsenaat-fosfor in het geheel niet critisch is.

Samenvatting. De hoge-druk kwiklamp (HP) heeft een zeer goede specifieke lichtopbrengst, nl. 35 à 40 lm/W, maar de kleurweergave onder het licht van deze lamp is slecht, vooral door het tekort aan rode straling. Zet men de nutteloze ultraviolette straling van de kwikontlading door middel van een fluorescerende stof om in rood licht, dan kan de kleurweergave aanzienlijk worden verbeterd. Voor de op dit principe gebaseerde HPL-lamp werd oorspronkelijk zinkcadmiumsulfide, geactiveerd met koper, als fluorescerende stof gebruikt. Deze stof wordt door de ultraviolette straling aangeslagen, vertoont een oranjerode fluorescentie met een redelijk quantumrendement, behoudt zijn fluorescentie ook bij de temperatuur van ca 150 °C waaraan hij, aangebracht op de binnenzijde van de buitenballon van een HP-lamp, is blootgesteld, en wordt tijdens het branden van de lamp slechts zeer langzaam ontleed. Een bezwaar is echter de absorptie van deze stof in het blauw, waardoor de resulterende kleurweergave toch niet bevredigt. Na een reeks vergeefse pogingen om betere fosforen te vinden, is thans een zeer goede oplossing verkregen door de toepassing van magnesiumarsenaat, geactiveerd door vierwaardig mangaan. Het quantumrendement van deze fel rood fluorescerende fosfor is nog aanmerkelijk hoger dan van de eerder genoemde (nl. 75%, zowel bij aanslag door straling van 2537 Å als van 3650 Å golflengte) en nog minder temperatuurgevoelig, en er is slechts een zeer geringe, practisch niet hinderlijke absorptie in het blauw, zodat een alleszins bevredigende kleurweergave het resultaat is. De resistentie van de fosfor tegen ontleding was aanvankelijk niet voldoende; een uitstekende resistentie bleek echter te worden verkregen door de buitenballon van de HPL-lamp te vullen met koolzuur, in plaats van de voor HP-lampen gebruikelijke stikstof. De werking van het koolzuur moet worden toegeschreven aan de afsplitsing van een weinig zuurstof, waardoor een reductie van vierwaardig tot tweewaardig mangaan in de fosfor wordt tegengegaan. Dit effect kan ook worden verkregen door rechtstreekse toevoeging van een weinig zuurstof aan de normale stikstofvulling, doch dan blijkt een ontoelaatbaar snelle oxydatie van de molybdeenband-insmeltingen van het ontladingsbuisje op te treden. De koolzuurdruk kan tussen 0,5 en 50 cm Hg worden gevarieerd, hetgeen de mogelijkheid geeft, de thermische isolatie van het ontladingsbuisje aan te passen bij de beschikbare aanloopstroom. Deze mogelijkheid is van practisch belang bij de toepassing van de HPL-lampen voor straatverlichting.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE BEELDICONOSCOOP, EEN OPNEEMBUIS VOOR TELEVISIE

door P. SCHAGEN, H. BRUINING en J. C. FRANCKEN.

621.385.832:621.397.611

De oudste opneembuis voor televisie, de iconoscoop, wordt tegenwoordig nog slechts gebruikt voor het uitzenden van stilstaande beelden (bijv. het herkenningsteken van een bepaalde zender) en filmbeelden. De verdere ontwikkeling van de opneembuizen is in Europa en in Amerika verschillende wegen gegaan; in laatstgenoemd land heeft de beeldorthicon een overheersende positie weten te verwerven, terwijl in Europa veelal de beeldiconoscoop wordt gebruikt. Van deze laatste bestaat, naast Engelse en Franse versies, een in het Philips-laboratorium te Eindhoven ontwikkelde uitvoering. Over deze laatste delen de schrijvers een en ander mede, waarbij uiteraard ook een vergelijking met andere opneembuizen wordt gemaakt.

Het doel van de televisie is het overbrengen van bewegende beelden langs electrische weg. Dit doel wordt bereikt door achtereenvolgens de helderheid te „meten" van het zeer grote aantal beeldelementen, waarin men zich het over te brengen beeld denkt te zijn verdeeld. Dit meten bestaat hierin dat de helderheden worden omgezet in corresponderende fluctuaties van een electrische stroom, die op de een of andere wijze het uitgezonden signaal bepalen.

Ter wille van een voldoend grote definitie moet het aantal beeldelementen enige honderdduizenden bedragen; laten we gemakshalve aannemen dat het er 400 000 zijn. Om het ontvangen beeld vrij van flikkeren te houden, is het, evenals in de bioscoop, noodzakelijk dat het aantal beelden per seconde groter is dan een zeker minimum; veelal werkt men met 25 volledige beelden per seconde. Hieruit volgt, dat voor het meten van de helderheid van één beeldelement een tijd van slechts $(^1/_{400\,000 \cdot 25}) = 10^{-7}$ s ter beschikking staat. Reeds in 1908 — toen men nog niet van 10^7 beeldelementen per seconden droomde, maar wel al dacht aan een aantal als 160 000 — heeft Campbell Swinton ingezien dat men het hierbij niet zou kunnen stellen zonder een nagenoeg traagheidsloos werkende electronische apparatuur [1]).

Ter verduidelijking van hetgeen hier wordt bedoeld, willen wij een der methoden beschrijven die bij de televisie veel worden gebruikt voor het overbrengen van filmbeelden.

Op het fluorescerende scherm van een kathodestraalbuis (*fig. 1*) wordt een lijnenraster geschreven. Een lens L_1 beeldt dit raster af op het over te brengen filmbeeld, en een lens L_2 werpt het doorgelaten licht op een fotocel (en wel een multiplicatorbuis). Deze levert een stroom waarvan de grootte fluctueert met de zwarting der achtereenvolgens belichte beeldelementen op de film. De fluctuerende stroom vormt een signaal, waarmee men aan de ontvangkant de intensiteit van de electronenbundel in een kathodestraalbuis (weergeefbuis) moduleert. Deze bundel beweegt synchroon met die aan de zendzijde. Op het scherm van de weergeefbuis verschijnt dan het uitgezonden filmbeeld.

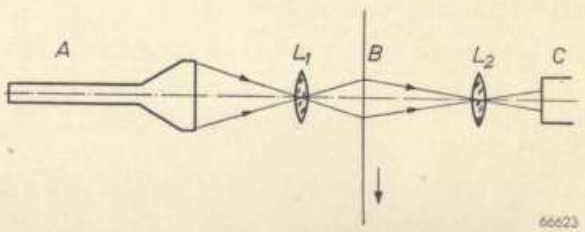


Fig. 1. Methode voor het per televisie overbrengen van filmbeelden. *A* kathodestraalbuis, met een fluorescerend scherm, waarop een lijnenraster wordt geschreven. De lens L_1 beeldt dit af op het filmbeeld *B* en het doorgelaten licht wordt door de lens L_2 geconcentreerd in de multiplicatorbuis *C*.

In beginsel is het mogelijk, op soortgelijke wijze een willekeurige scène uit te zenden, namelijk door op de scène een lichtraster te werpen en het verstrooide licht op te vangen in een fotocel. De practijk leert echter dat in zo'n geval de fotostromen zo klein worden dat zij „verdrinken" in het statistische ruisen van de foto-electronen, welk ruisen aan de ontvangzijde de indruk wekt dat de scène wordt opgenomen tijdens een sneeuwbui! De oorzaak van dit slechte resultaat is hierin gelegen dat men in de fotocel slechts een zeer klein gedeelte van het door de scène in alle richtingen verstrooide licht kan opvangen — in tegenstelling tot wat het geval is bij het filmbeeld, waarbij men nagenoeg al het doorgelaten licht in de fotocel kan brengen.

Principiële gebreken van deze overigens vrij eenvoudige methode zijn, dat de fluorescentievlek een zwakke lichtbron is, en dat men ieder beeldelement slechts gedurende 10^{-7}s belicht en het dus

[1]) A. A. Campbell Swinton, Distant electric vision, Nature **78**, 151, 18 Juni 1908, waarin een merkwaardige schets word gegeven van de grondslagen der hedendaagse televisie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet stellen met de fotostroom die met deze uiteraard beperkte hoeveelheid licht kan worden verkregen.

Men kan zich evenwel ook een andere methode voorstellen, waarbij de scène in kwestie continu wordt belicht, terwijl men achtereenvolgens, telkens in 10^{-7} s, voor ieder beeldelement een signaal uitzendt dat overeenkomt met een belichting die aanwezig was gedurende de volle tijd ($^1/_{25}$ s) welke per beeld ter beschikking staat. Deze gedachtengang vindt men terug in alle hedendaagse televisie-opneembuizen (met uitzondering van de buizen voor het uitzenden van filmbeelden volgens de bovengenoemde methode). Naar het opzamelen van lading, dat bij deze nieuwere methode telkens plaats heeft, spreekt men van accumulerende buizen („storage tubes").

De oudste accumulerende buis is de iconoscoop van Zworykin (1933), die we straks zullen bespreken. In hoofdzaak zal dit artikel zijn gewijd aan een moderne opneembuis, de zg. beeld-iconoscoop. Enkele andere typen zullen terloops nog ter sprake komen.

Indeling van moderne opneembuizen

In de belangrijkste moderne opneembuizen wordt op een zg. trefplaat een „potentiaalbeeld" ontworpen, d.i. een tweedimensionaal patroon van electrische potentialen die in grootte en plaats overeenkomen met de helderheid in het optische beeld van de uit te zenden scène. Dit potentiaalbeeld wordt door een gefocusseerde electronenbundel (aftastbundel) punt voor punt afgetast; de potentialen worden daarbij tot een bepaalde „stabiliseringspotentiaal" teruggebracht, hetgeen op de een of andere wijze een electrisch signaal oplevert.

Uiteraard bestaat de trefplaat uit isolerend materiaal, bijv. mica. Wordt er een electronenbundel op gericht, dan geldt dus voor ieder oppervlakte-elementje er van, dat er in de stabiele toestand gemiddeld evenveel electronen van af moeten gaan als er op vallen. Dit aantal electronen kan nul zijn of groter dan nul. Op deze twee mogelijkheden berust, zoals we zullen zien, een indeling van de opneembuizen in twee groepen.

Gedrag van een isolator bij beschieting met electronen

We beschouwen daartoe het volgende geval. Op een in vacuum opgestelde isolerende plaat wordt een gefocusseerde bundel electronen gericht (de primaire electronen). In de nabijheid van de plaat bevindt zich een electrode, de collector, die een regelbare positieve spanning V_{coll} heeft.

Treffen de electronen een oppervlakte-elementje van de plaat, dan maken zij uit het materiaal secundaire electronen vrij. De coëfficient van secundaire emissie δ — d.i. het aantal secundaire electronen dat gemiddeld door één primair electron wordt vrijgemaakt — hangt af van het getroffen materiaal en van de snelheid (dus de energie) waarmee de primaire electronen aankomen. Is V_{coll} zo hoog dat de collector alle secundaire electronen tot zich trekt, dan verloopt δ als functie van de energie V_{pr} (uitgedrukt in electronvolt) der primaire electronen in het algemeen als is voorgesteld in *fig. 2*. De meeste materialen vertonen twee waarden van V_{pr} waarbij $\delta = 1$ is; de kleinste noemen we V_1, de grootste V_2. Voor mica bijv. zijn deze materiaalconstanten in de orde van 10 volt, resp. van enige duizenden volt.

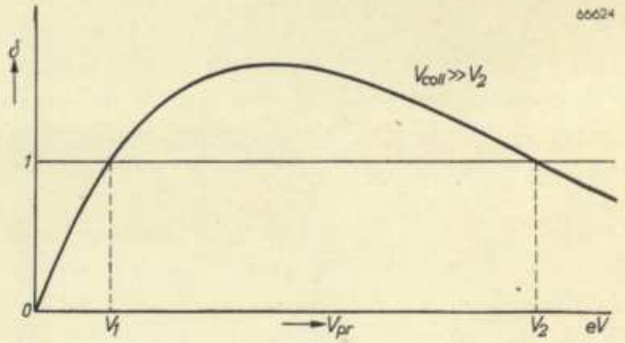


Fig. 2. Coëfficient van secundaire emissie δ van een isolator, als functie van de energie V_{pr} der primaire electronen. Bij twee waarden (V_1 en V_2) van V_{pr} is δ gelijk aan 1.
Deze kromme geldt voor een collectorpotentiaal groot ten opzichte van V_2.

Zoals al werd gezegd, zijn er twee stabiele toestanden van het oppervlakte-elementje mogelijk: een waarbij geen electronen het oppervlakje treffen of verlaten, en een waarbij per seconde een zeker aantal (> 0) electronen er op vallen en evenveel er af gaan. Welke van deze twee toestanden zich zal instellen, hangt af van de grootte van V_{pr}. Indien V_{pr} kleiner is dan V_1, en δ derhalve kleiner dan 1, vallen per seconde meer primaire electronen op het oppervlakte-element dan er secundaire af gaan. De potentiaal van het element daalt dus; pas wanneer ze de waarde nul (kathodepotentiaal), waarbij in het geheel geen primaire electronen meer op de plaat vallen, heeft bereikt, is een van de twee stabiele evenwichtstoestanden verkregen.

Beschouwen we nu het geval dat V_{pr} tussen V_1 en V_2 in ligt. δ is dan groter dan 1, per seconde verlaten meer secundaire electronen het oppervlak dan er primaire electronen op vallen, de potentiaal van het oppervlak stijgt, tot bij V_2 de toestand stabiel is geworden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De gemaakte onderstelling dat alle secundaire electronen zich naar de collector begeven, is alleen juist indien V_{coll} aanmerkelijk hoger is dan V_2. Is dit het geval, en gaan we nu V_{coll} geleidelijk verlagen, dan verandert de gedaante van de kromme aanvankelijk niet, tot V_{coll} in de buurt komt van V_2. Indien namelijk het oppervlakte-element een hogere potentiaal heeft dan de collector, moeten de vrijgemaakte secundaire electronen tegen een electrisch veld in lopen om de collector

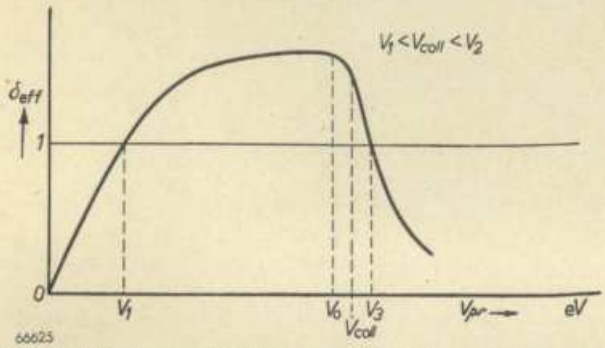


Fig. 3. Effectieve coëfficient van secundaire emissie δ_{eff} van een isolator, als functie van de energie V_{pr} der primaire electronen, bij een collectorpotentiaal V_{coll} die kleiner is dan V_2 (vgl. fig. 2). $\delta_{eff} = 1$ bij $V_{pr} = V_1$ en bij $V_{pr} = V_3$, welke laatste waarde een paar volt hoger is dan V_{coll}. Links van V_0 (iets lager dan V_{coll}) is de kromme identiek met die van fig. 2.

te bereiken. Of zij hierin slagen, dan wel op de trefplaat terugvallen, hangt geheel af van hun energie en van de geometrie der opstelling. De potentiaal van het oppervlak zal zich stabiliseren op een waarde V_3 waarbij de stroomsterkte van de secundaire electronen die inderdaad de collector bereiken (i_{coll}) gelijk is aan de stroomsterkte i_{pr} van de primaire bundel. De verhouding i_{coll}/i_{pr} kunnen we de effectieve coëfficient van secundaire emissie, δ_{eff}, noemen. Voor $V_{pr} < V_3$ (maar $> V_1$) is $\delta_{eff} > 1$, voor $V_{pr} > V_3$ is $\delta_{eff} < 1$. In het algemeen is het zo, dat V_3 enkele volts hoger is dan V_{coll} (*fig. 3*); in tegenstelling tot V_1 en V_2 is V_3 dus geen materiaalconstante.

We zien dus, dat bij beschieting met langzame electronen ($V_{pr} < V_1$) de potentiaal van het oppervlak zich stabiel instelt op de waarde nul, en bij beschieting met snelle electronen op de waarde V_2 (mits $V_{coll} > V_2$), of op V_3 ($\approx V_{coll} < V_2$). Voor een trefplaat van een opneembuis vervalt echter om practische redenen de waarde V_2; deze is namelijk sterk afhankelijk van de toestand van het oppervlak, en daardoor van punt tot punt te veel variabel.

Naar deze mogelijkheden deelt men de opneembuizen in als volgt:

1) opneembuizen met kleine electronensnelheid („low velocity tubes"), waarin de trefplaat wordt gestabiliseerd op kathodepotentiaal (daarom spreekt men ook van „cathode potential stabilised tubes", afgekort „CPS tubes"), en

2) opneembuizen met grote electronensnelheid („high velocity tubes"), waarin de trefplaat wordt gestabiliseerd op de potentiaal $V_3 \approx V_{coll}$ (bijv. 1000 V).

Tot de eerste soort behoort de in de V.S. in hoofdzaak gebruikte beeldorthicon, tot de tweede de iconoscoop en de beeldiconoscoop, aan welke laatste men in Europese televisiekringen veelal de voorkeur geeft. Een van de redenen van deze voorkeur houdt verband met het grote aantal lijnen waartoe men op het West-Europese continent heeft besloten (625, in Frankrijk 819). Bij grote electronensnelheid is namelijk beter te voldoen aan de hoge eisen die de voor zulk een groot aantal lijnen nodige definitie stelt aan de focussering van de aftastbundel.

In dit artikel zullen we ons uitsluitend bezig houden met opneembuizen met grote electronensnelheid, alleen aan het slot zullen enige vergelijkingen met de beeldorthicon worden gemaakt.

De iconoscoop

De iconoscoop is de opneembuis die destijds de televisie een grote stap vooruit heeft gebracht [2]). In *fig. 4* is ze in doorsnede schematisch voorgesteld, *fig. 5* geeft een foto van de Philips iconoscoop.

Een lenzenstelsel (objectief) beeldt de op te nemen scène af op een trefplaat van dun mica, die aan de voorkant is bedekt met een zg. mozaiek van zeer kleine, onderling geïsoleerde, foto-electrische elementjes. Aan de achterzijde bevindt

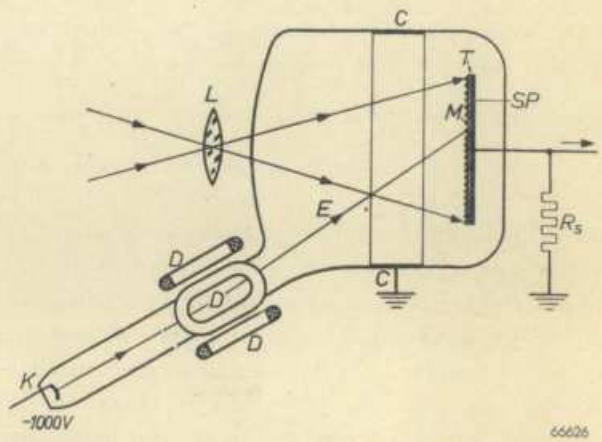


Fig. 4. Iconoscoop. *L* lens die de scène afbeeldt op het mozaiek *M* van de trefplaat *T*. *SP* signaalplaat, R_s signaalweerstand, *C* collector, *K* kathode, *D* afbuigspoelen, *E* aftastbundel. De (electrostatische) focussering is niet weergegeven.

[2]) Zie bijv. Philips techn. T. **1**, 18-19, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

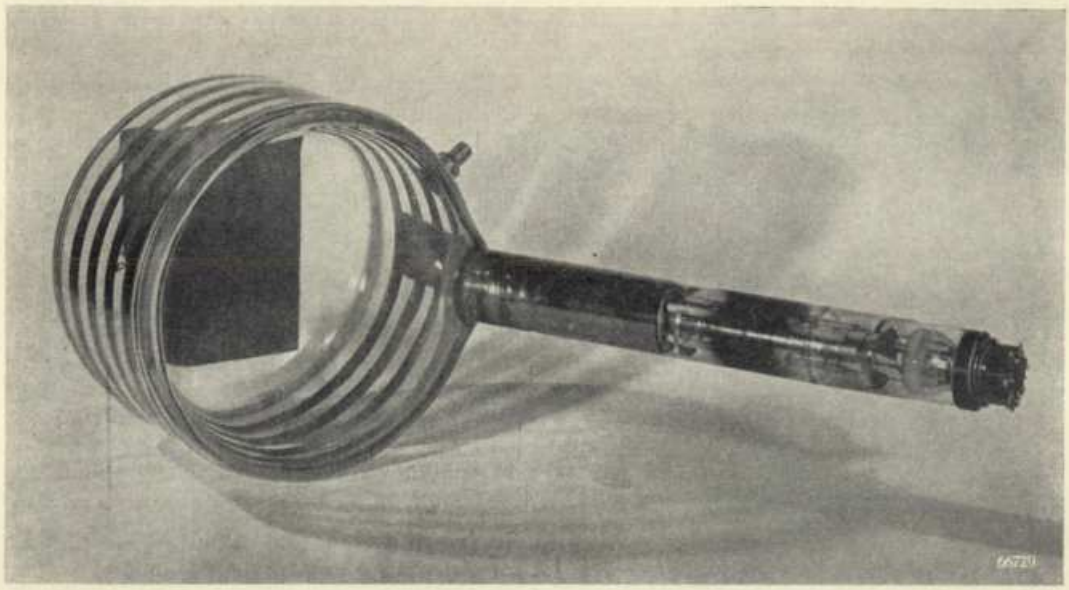


Fig. 5. De Philips iconoscoop type 5852.

zich een doorlopende laag metaal, de signaalplaat, die de uitgangselectrode vormt en buiten de ballon over een weerstand met aarde is verbonden. Een ringvormige laag metaal op de binnenzijde van de ballon doet dienst als collector en is rechtstreeks geaard.

In een arm van de ballon is een electronenkanon opgesteld, dat een op de trefplaat gefocusseerde electronenbundel levert. De kathode bevindt zich op een potentiaal van bijv. —1000 V ten opzichte van aarde. Twee paar afbuigspoelen doen de bundel het mozaiek voortdurend aftasten. Een beeldelement wordt hier dus gevormd door het oppervlakje van de trefplaat dat door de bundel wordt getroffen. Hoewel zeer klein, omvat het nog talrijke foto-electrische elementjes.

De werking van de iconoscoop wordt wel eens op de volgende (onvoldoende) wijze verklaard. Het opvallende licht doet de foto-electrische elementjes van het mozaiek foto-electronen emitteren, die door de collector worden opgenomen. Op het mozaiek ontstaat daardoor een positief potentiaalbeeld. De foto-electrische elementen vormen met de signaalplaat evenzovele condensatortjes. Bij het strijken van de aftastbundel over het mozaiek wordt de groep condensatortjes die tezamen tot een bepaald beeldelement behoren, ontladen. Er loopt dus door de weerstand waarover de signaalplaat is geaard een stroompje dat in grootte correspondeert met de lading van het beeldelement, dus met de plaatselijke helderheid van het optische beeld. Bij het aftasten ontstaat een reeks van zulke opeenvolgende stroompjes, die tezamen de signaalstroom vormen.

In werkelijkheid is de toestand iets minder eenvoudig. Er is nl. zoëven geen rekening gehouden met het feit dat hier ook secundaire emissie in het spel is [3]). We hebben hier immers weer het geval van een met electronen beschoten isolator, terwijl de collectorpotentiaal kleiner is dan V_2 (vgl. dus fig. 3). Foto-emissie laten we eerst nog even buiten beschouwing, door te onderstellen dat de iconoscoop zich geheel in het donker bevindt.

Slechts een gedeelte van de secundaire electronen bereikt de collector. Dit komt in de eerste plaats doordat de potentiaal van een getroffen oppervlakte-elementje hoger is dan V_{coll}. Indien de aftastbundel stilstond, zou, zoals aan de hand van fig. 3 werd verklaard, het elementje een potentiaal V_3 aannemen, die bijv. 3 V hoger is dan V_{coll}. Bij de normaal bewegende bundel is de „verblijftijd" op het oppervlakje (10^{-7} s) zo kort dat weliswaar de inderdaad bereikte waarde (V_{max}, *fig. 6*) een fractie van een volt lager is dan V_3, maar ze is toch altijd hoger dan V_{coll} en belemmert dus de overgang van secundaire electronen naar de collector. Daarbij komt nog dat de collector zich op vrij grote afstand van de trefplaat bevindt.

De secundaire electronen die niet op de collector belanden, vallen terug op andere delen van het mozaiek, die, zoals we zojuist zagen, een iets hogere potentiaal hebben dan de collector. Deze verdeling van de secundaire electronen heet redistributie-effect en is voor de werking van de iconoscoop van essentieel belang.

[3]) V. K. Zworykin, G. A. Morton en L. F. Flory, Proc. Inst. Rad. Engrs. **25**, 1071-1092, 1937, en W. Heimann en K. Wemheuer, Z. techn. Phys. **19**, 451-454, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Nadat het beschouwde oppervlakte-elementje is afgetast en daarbij de potentiaal V_{max} heeft aangenomen, zal het voortdurend — tot de volgende aftasting — secundaire electronen van andere oppervlakjes ontvangen. Zijn potentiaal V gaat dus dalen (fig. 6) en zou, indien de volgende aftasting voldoende lang uitbleef, ten slotte een waarde V_0 bereiken, die zo laag is dat het oppervlakte-element in kwestie geen secundaire electronen uit zijn omgeving meer kan opnemen. In werkelijkheid echter wordt het oppervlakje $^1/_{25}$ s na de eerste aftasting opnieuw door de bundel getroffen; de potentiaal die het juist vóór de nieuwe aftasting heeft, noemen we V_0' (fig. 6).

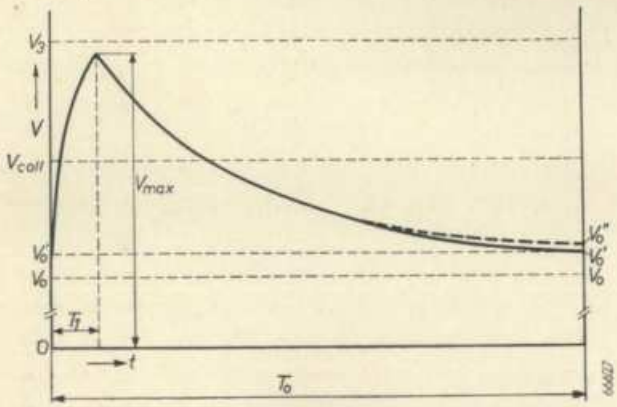


Fig. 6. Verloop van de potentiaal V van een beeldelement op het mozaiek van een iconoscoop, als functie van de tijd t. Getrokken kromme: mozaiek onbelicht, gestippeld: belicht. T_0 = aftastperiode van het volledige beeld ($^1/_{25}$ s), T_1 = tijd waarin één beeldelement wordt afgetast (10^{-7}s, naar verhouding dus veel te lang voorgesteld). Voor de betekenis van V_{coll} en V_3, zie fig. 3; voor V_0, V_0' en V_0'', zie tekst.

Welke verandering in deze gang van zaken treedt nu op, als we op het mozaiek licht laten vallen? Het is niet zo dat een belicht beeldelementje voortdurend foto-electronen zal uitzenden: uit fig. 6 zien we immers, dat gedurende een aanzienlijk deel van de aftastperiode de potentiaal V van het elementje hoger is dan V_{coll}, en de foto-electronen hebben niet genoeg energie om tegen dit potentiaalverschil in te lopen. De foto-emissie begint dus pas wanneer — dank zij het redistributie-effect — de potentiaal V voldoende is gedaald. In de practijk blijkt zelfs dat V alleen maar gedurende ongeveer de laatste 5% van de aftastperiode laag genoeg is om de fotostroom de verzadigingswaarde te doen bereiken. Door de foto-emissie komt het rechterdeel der V-kromme van het beschouwde beeldelement iets hoger te liggen (zie de gestippelde kromme in fig. 6). Het eindigt op een waarde $V_0'' > V_0'$, zodat bij de volgende aftasting de sprong van V_0'' naar V_{max} kleiner is dan de sprong van V_0' naar V_{max} bij een niet-belicht element. Het is dit verschil dat de signaalstroom veroorzaakt. (Ook V_{max} verandert iets door de belichting, maar deze verandering is klein in vergelijking met het verschil tussen V_0'' en V_0'.)

De belangrijkste eigenschappen van de iconoscoop zullen wij nu in het kort bespreken.

Gevoeligheid

Zoals we zagen, is het te danken aan het redistributie-effect dat er foto-emissie kan optreden, doch dit is slechts mogelijk gedurende een fractie van een aftastperiode. We zijn dus nog ver verwijderd van een continue foto-emissie, zoals we ons die voorstelden bij een ideaal accumulerende buis! Dit is één der oorzaken van het feit dat de gevoeligheid van de iconoscoop vrij gering is.

Een tweede oorzaak hiervoor is gelegen in de mozaiekvorm van de lichtgevoelige laag. De isolatie tussen de elementjes draagt niet tot de foto-emissie bij, zodat de oppervlakte van de trefplaat voor een aanzienlijk gedeelte foto-electrisch onwerkzaam is.

Onechte signalen („spurious signals")

Een ander bezwaar van de iconoscoop is, dat, in het geval van de onbelichte buis, de bij aftasting optredende potentiaalsprong van V_0' naar V_{max} (fig. 6) afhankelijk is van de plaats op het mozaiek. Hierdoor geeft ook een onbelichte iconoscoop reeds een zeker signaal, een „onecht" signaal dus („spurious signal").

De voornaamste oorzaak van onechte signalen (zie de in noot [3]) aangehaalde literatuur) is, dat de redistributie niet overal op het mozaiek op dezelfde wijze geschiedt, en wel doordat de elementen niet overal dezelfde omgeving hebben. Als een bepaalde lijn wordt afgetast, is het boven die lijn gelegen deel van het mozaiek korter geleden afgetast dan het deel dat er beneden ligt, en het heeft dus hogere potentialen. Dit komt hierin tot uiting dat het ontvangen beeld een helderheid vertoont die in de richting van boven naar beneden toeneemt.

Soortgelijke verschillen bestaan tussen links en rechts, en tussen rand en midden: de kant van het beeld waar de lijnen eindigen wordt lichter weergegeven dan de kant waar zij beginnen, en de rand lichter dan het midden.

Een bijkomend effect is nog de tijdens het aftasten optredende variatie van de hoek waaronder de bundel het mozaiek treft; met deze hoek varieert zowel de grootte van het getroffen oppervlak als de coëfficient van secundaire emissie.

Bij belichting van de iconoscoop superponeert het onechte signaal zich op het gewenste signaal. Het is alleen dan weinig storend als het laatstgenoemde behoorlijk sterk is. Ook om deze reden is het dus bij de iconoscoop nodig zeer grote verlichtingsterkten te gebruiken.

Lineariteit

Naarmate de belichting op een bepaalde plaats van het mozaiek sterker wordt, stijgt, zoals we hebben

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gezien, de potentiaal V_0'' die daar ter plaatse heerst vlak vóórdat de aftastbundel voorbijgaat. Dit heeft twee gevolgen: de ontsnappingsmogelijkheid voor verdere foto-electronen neemt iets af, en de aantrekking van geredistribueerde secundaire electronen wordt iets groter. Beide effecten hebben tot gevolg dat de signaalgrootte minder dan evenredig met de belichting toeneemt. Deze niet-lineaire betrekking is eerder een voor- dan een nadeel: ze compenseert namelijk vrij aardig een juist omgekeerd verlopende niet-lineaire betrekking tussen de straalstroom en de stuurspanning in de weergeefbuis van de ontvanger. Maatregelen om het laatstgenoemde niet-lineaire effect te compenseren kunnen dus achterwege blijven.

Andere eigenschappen

Behalve het niet-lineair zijn kunnen nog enige gunstige eigenschappen van de iconoscoop worden aangevoerd, namelijk dat de er mee verkregen beelden goed van geometrie en van gradatie zijn, en dat het installeren en het bedienen geen bijzondere technische moeilijkheden opleveren.

De beeldiconoscoop

Het belangrijkste nadeel van de iconoscoop is de geringe gevoeligheid. Vandaar dat men heeft gezocht naar opneembuizen met een grotere gevoeligheid, onder behoud van de goede beeldkwaliteit die de iconoscoop bij voldoend sterke verlichting van de scène oplevert.

In de laatste jaren vóór 1940 is in Engeland en in de V.S. een gevoeliger versie van de iconoscoop ontwikkeld, beeldiconoscoop genaamd [4]). Deze is in het Philips-laboratorium te Eindhoven nog in enige opzichten verbeterd, zoals in de loop van dit artikel zal blijken.

Bij de beeldiconoscoop (*fig.* 7) ontwerpt een objectief een optisch beeld van de uit te zenden scène op een ononderbroken, transparante fotokathode. De plaatselijke emissiedichtheid van de foto-electronen correspondeert met de plaatselijke helderheid van het beeld. Dit emissiebeeld wordt door middel van een electronenlens afgebeeld op een trefplaat, die hier uit een dunne laag isolerend materiaal bestaat, welke op de signaalplaat is aangebracht. De met aarde verbonden gemetalliseerde binnenzijde van de ballonwand doet dienst als collector. Een electronenkanon in een arm van de ballon levert een electronenbundel, die de trefplaat aftast.

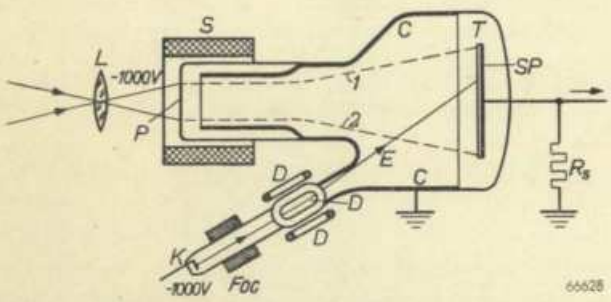


Fig. 7. Beeldiconoscoop. *P* fotokathode, *S* spoel van de magnetische electronenlens, *1* en *2* banen van foto-electronen, *Foc* focusseerspoel. Overige letters als in fig. 4.

[4]) Zie bijv.: H. Iams, G. A. Morton en V. K. Zworykin, The image iconoscope, Proc. Inst. Rad. Engrs. **27**, 541-547, 1939.

Belangrijke verschillen met de gewone iconoscoop, waardoor in gevoeligheid wordt gewonnen, zijn de volgende:

1) De fotokathode is ononderbroken; er gaat dus geen werkzame oppervlakte verloren aan isolatie tussen de afzonderlijke foto-electrische elementjes.
2) De stroom van foto-electronen wordt op de trefplaat door secundaire emissie versterkt, dwz. ieder foto-electron maakt gemiddeld meer dan twee secundaire electronen vrij.
3) De secundaire electronen die uit de trefplaat door de foto-electronen worden vrijgemaakt, hebben een veel grotere energie dan de foto-electronen in de gewone iconoscoop, zodat secundaire electronen reeds van een oppervlakte-elementje beginnen te ontsnappen onmiddellijk nadat dit door de aftastbundel is gestabiliseerd. Dit betekent een aanzienlijke winst in accumulerende werking. Voor het verloop van de potentiaal V van een oppervlakte-element geldt dus een soortgelijke figuur als fig. 6, met dit verschil dat de kromme voor het geval van belichte kathode reeds eerder van de kromme voor het onbelichte geval begint af te wijken, en dat het verschil tussen V_0'' en V_0' groter is.

Wij zullen nu wat nader ingaan op de voornaamste onderdelen van de beeldiconoscoop, alsmede op de belangrijke kwestie van de electronenoptische afbeelding. De beeldiconoscoop van Philips is weergegeven in *fig.* 8.

De fotokathode

In tegenstelling tot gewone fotocellen moet een beeldiconoscoop een fotokathode hebben die transparant is, want het licht valt hier van de buitenzijde in, terwijl de foto-electronen aan de binnenzijde moeten uittreden.

Behalve deze doorschijnendheid is een grote gevoeligheid nodig (minstens enige tientallen μA

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

66801

Fig. 8. Foto van de beeldiconoscoop type 5854.

fotostroom per lumen opvallend licht), en bovendien mag de spectrale gevoeligheid niet te veel afwijken van de gemiddelde spectrale gevoeligheidskromme van het menselijk oog.

Deze drie eisen beperken zeer sterk de keuze van het te gebruiken foto-electrische materiaal. In onze beeldiconoscoop bestaat de fotokathode uit een zeer dun laagje van caesium, antimonium en zuurstof, dat op een vlak gedeelte van de glazen ballon is aangebracht. Voor het licht van een gloeilamp met een kleurtemperatuur van 2600 °K bedraagt de gevoeligheid ongeveer 45 μA per lumen. De spectrale gevoeligheidskromme is, vergeleken met die van het gemiddelde oog, iets naar het blauw verschoven (*fig. 9*).

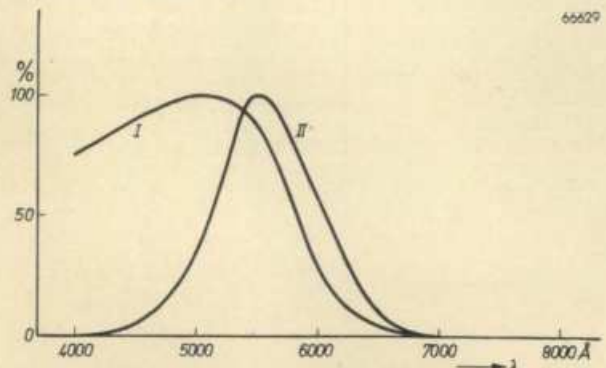


Fig. 9. Relatieve spectrale gevoeligheid van de beeldiconoscoop type 5854 (kromme *I*), in vergelijking met de gemiddelde ooggevoeligheidskromme (*II*), als functie van de golflengte λ van het licht.

De electronenoptische afbeelding

Op de fotokathode verwekt het optische beeld van de scène een overeenkomstig foto-emissiebeeld. De volgende stap is nu, op de trefplaat een potentiaalbeeld te doen ontstaan dat een getrouwe copie van het emissiebeeld is. Daartoe moet voor ieder punt van de fotokathode gelden dat het van dit punt afkomstige bundeltje foto-electronen terecht komt op een corresponderend punt van de trefplaat. Voor deze electronenoptische afbeelding is een „electronenlens" nodig. Als zodanig kunnen electrische en/of magnetische velden fungeren.

Bij de beeldiconoscoop wordt de keuze van de aard der electronenlens in hoofdzaak bepaald door de volgende overwegingen.

1) Teneinde de foto-emissie de verzadigingswaarde te doen bereiken is aan de fotokathode een versnellend electrisch veld nodig.
2) Om in een niet te lange buis een groot gedeelte van de kathode-oppervlakte getrouw af te beelden, moet de bruikbare gezichtsveldhoek van de electronenlens — d.i. de hoek waaronder de randen van het beeld van de electronenlens uit worden gezien — groot zijn.

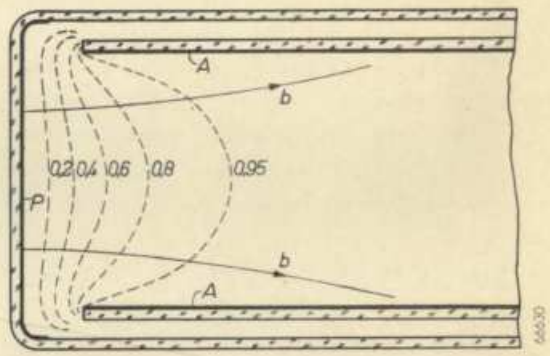


Fig. 10. Tussen de fotokathode *P* en het metalen bekleedsel *A* (op de binnenzijde van een glazen cylinder) is een versnellend electrisch veld aanwezig. Stippellijnen: verloop van enige aequipotentiaalvlakken (de potentiaal van *P* is nul, die van *A* is 1 gesteld). *b* zijn electronenbanen, bij afwezigheid van andere velden.

3) De afbeelding moet in alle punten nog voldoende scherp zijn. Daarbij wordt vooropgesteld dat zowel de kathode als de trefplaat vlak is (een gekromde fotokathode maakt optische correctiemiddelen nodig om er een scène goed op te kunnen afbeelden, een gekromde trefplaat is zeer moeilijk te vervaardigen en zou bij de aftasting zg. tonvormige vertekening veroorzaken).

Het onder (1) genoemde houdt in, dat we in ieder geval een electrisch veld moeten gebruiken. Dit wordt verkregen door tegenover de kathode een metalen cylinder op te stellen (bijv. de gemetalliseerde binnenzijde van een glazen buis, *fig. 10*)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en een potentiaalverschil van bijv. 1000 V tussen deze electroden aan te leggen. De cylinder vormt electrisch één geheel met de geaarde collector, de fotokathode bevindt zich dus op — 1000 V ten opzichte van aarde.

Met dit electrische veld alleen echter komen we er niet. In fig. 10 is het verloop van enige aequipotentiaalvlakken en electronenbanen geschetst, waaruit we zien dat deze laatste divergeren en we dus hebben te maken met een negatieve electronenlens. Nu kan een negatieve lens van een reëel voorwerp niet een reëel beeld vormen. We moeten dus, om een positieve lens te krijgen òf de vorm van het electrische veld op een bepaalde manier wijzigen, of een magnetisch veld toevoegen, dat elk electronenbundeltje focusseert.

Het eerste komt in conflict met de onder (2) en (3) genoemde wensen; het is namelijk nog niet mogelijk gebleken een electrostatisch lenzensysteem te ontwerpen dat een voldoend groot gedeelte van een vlakke kathode getrouw op een vlakke trefplaat afbeeldt.

We zijn dus aangewezen op het toevoegen van een magneetveld. Dit kan worden opgewekt door een spoel die concentrisch om de buis is aangebracht. De spoel dient zodanig te worden gedimensionneerd en geplaatst dat de afbeeldingsfouten zo gering mogelijk zijn en dat het magneetveld de beweging van de aftastbundel niet stoort. Het beste is gebleken een vrij lange spoel te gebruiken (zie het artikel dat in noot [4]) werd aangehaald), en deze zo ver buiten de buis te laten uitsteken (*fig. 11*) dat het vlak van de fotokathode nagenoeg loodrecht door een homogene bundel inductielijnen wordt gesneden.

Voor een theoretische beschouwing over het afbeeldingsmechanisme verwijzen wij naar elders [5]), maar hier zullen de resultaten van deze beschouwing worden samengevat en kwalitatief toegelicht.

Behalve van de beide velden is de beweging der electronen afhankelijk van de snelheid waarmee zij de fotokathode verlaten. Sommige electronen hebben een beginsnelheid nul; de door hen gevolgde banen noemen we hoofdbanen. In het algemeen echter treden de electronen uit de kathode met een zekere snelheid, welke tot gevolg heeft dat het electron een ingewikkelder baan beschrijft.

Om ons een denkbeeld van de hoofdbanen te vormen, gaan we na, welke electrostatische en magnetische krachten werken op een electron dat zonder snelheid de kathode verlaat (bijv. in het punt *M*, *fig. 12*).

Aangezien de kathode een aequipotentiaalvlak is, staan de electrische krachtlijnen (veldsterkte *F*) er loodrecht op. Met goede benadering is dit, wanneer de kathode zich voldoende diep in de spoel bevindt, met de lijnen van de magnetische inductie *B* ook het geval. De hoofdbaanelectronen treden derhalve onder invloed van het electrische veld loodrecht uit; van het magnetische veld ondervinden zij aanvankelijk nog geen kracht.

Al spoedig echter zal het divergeren van de *F*-lijnen merkbaar worden, waarbij een radiaal naar buiten gerichte kracht optreedt, die de baan naar buiten doet afbuigen (fig. 10). Daarbij snijdt het electron *B*-lijnen, die hier nog niet divergeren.

[5]) J. C. Francken en R. Dorrestein, Paraxial image formation in the "magnetic" image iconoscope, verschijnt binnenkort in Philips Res. Rep.

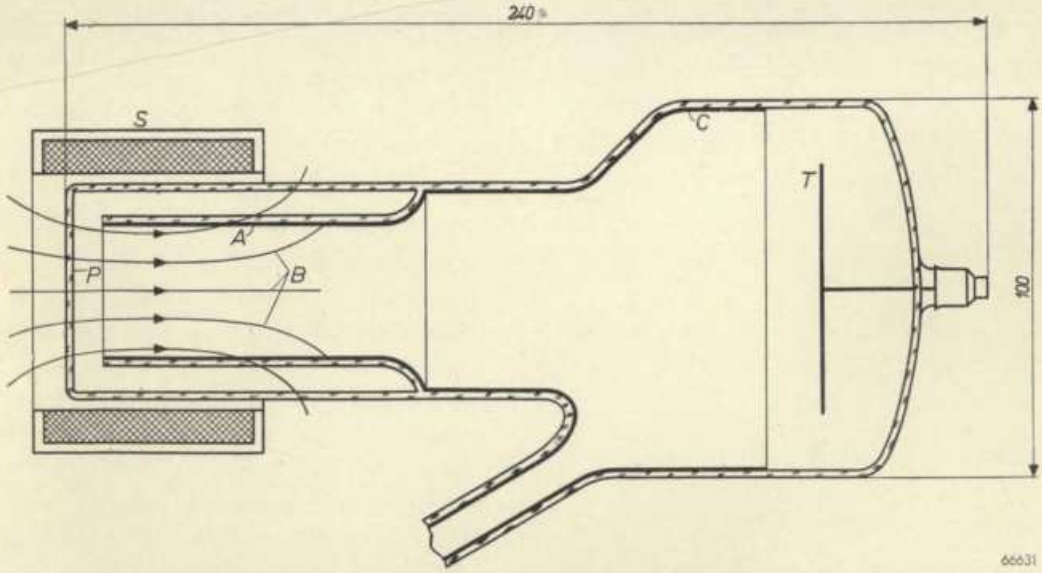


Fig. 11. Electronenoptische afbeelding van de fotokathode *P* op de trefplaat *T* met behulp van een electrisch veld (tussen *P* en de cylinder *A*, vgl. fig. 10) en een magnetisch veld. Dit laatste (inductielijnen *B*) wordt opgewekt door een spoel *S*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Er gaat dan een tangentiële Lorentz-kracht op werken, die, bij de in fig. 11 getekende richting van de B-lijnen en voor het zich boven de hartlijn bevindende electron, naar voren is gericht. Op de genoemde beweging langs de in fig. 10 met b aangegeven lijnen wordt nu dus een rotatie om de hartlijn van de buis (de z-as) gesuperponeerd; kijken we in de richting van de positieve z-as (fig. 12), dan roteert het electron dus rechtsom. De hoofdbaan is nu derhalve geen vlakke kromme meer, maar gaat over in een soort schroeflijn om de z-as. Als gevolg van de verkregen tangentiële snelheid ondervindt het electron een secundaire Lorentz-kracht, die radiaal naar de z-as toe is gericht en het divergeren van de baan dus tegenwerkt.

Nabij het einde van de spoel divergeren de B-lijnen sterker ten opzichte van de z-as dan de beschouwde hoofdbaan. Bij gevolg ondervindt het electron hier een Lorentz-kracht die, evenals de eerste, tangentieel, doch nu (voor een electron boven de z-as) achterwaarts, is gericht, aangezien de hoek tussen de B-lijnen en de bewegingsrichting het tegengestelde teken heeft als zoëven. De rechtsom gerichte rotatie om de z-as wordt dus vertraagd en gaat zelfs over in een draaiing linksom. Daarbij gaat in radiale richting een van de z-as af gerichte kracht werken.

Kort samengevat, is het verloop van een hoofdbaan dus als volgt: aanvankelijk is de baan ongeveer evenwijdig aan de z-as, later gaat ze zich steeds verder van de as verwijderen en kromt zich daarbij eerst als een rechtse, dan als een linkse schroeflijn om de z-as heen.

Hoewel de meeste electronen van de kathode vertrekken met een beginsnelheid die groter dan nul is, en zij dus geen hoofdbanen volgen, bepalen toch de hoofdbanen de geometrie van de afbeelding. Zij vormen ieder de as van een electronenbundeltje.

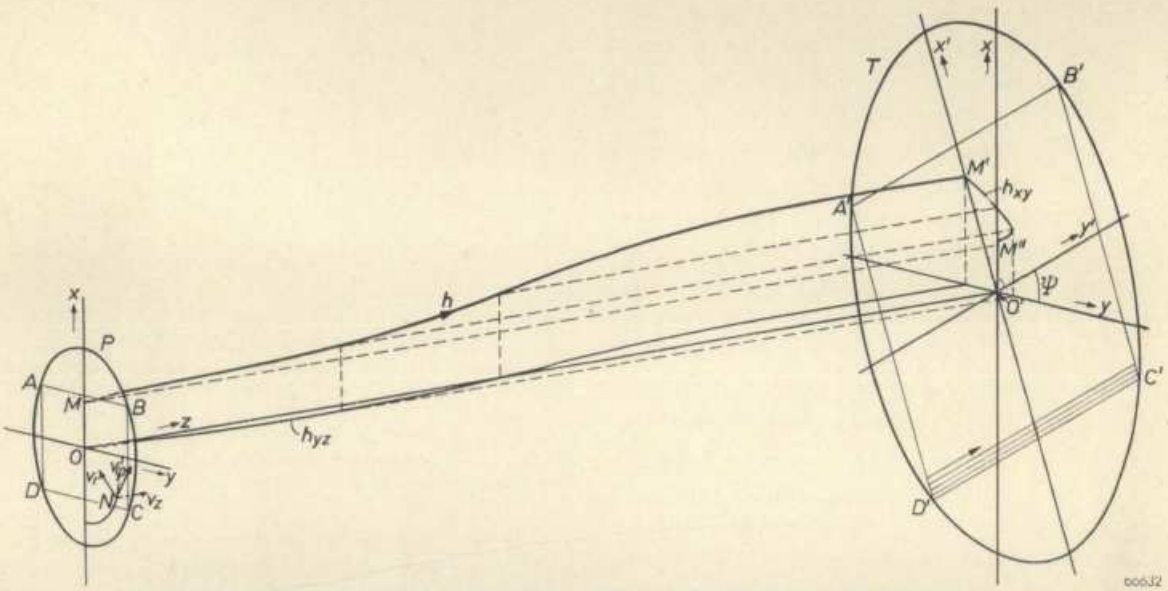


Fig. 12. Electronenoptische afbeelding van de fotokathode P op de trefplaat T. h is een hoofdbaan, die wordt gevolgd door een bij M met snelheid nul uitgetreden foto-electron, dat bij M' de trefplaat bereikt. M'' is de projectie van M op T, h_{xy} de projectie van h op T, en h_{yz} de projectie van h op het yz-vlak. Bij N zijn de drie componenten v_r, v_φ en v_z getekend van de snelheid van een electron dat met een zekere snelheid wordt geëmitteerd.

Het potentiaalbeeld op de trefplaat is over een hoek ψ gedraaid ten opzichte van het beeld op de fotokathode. $A'B'C'D'$ is het gedeelte van de trefplaat dat wordt afgetast (een paar lijnen zijn er op weergegeven), $ABCD$ het corresponderende gedeelte op de fotokathode. De diagonaal $A'C'$ is 75 mm lang, de lengte van de diagonaal AC is normaal 20 mm, en bij gebruik van andere spoelen maximaal 27 mm, minimaal 10 mm.

Dit kan als volgt worden toegelicht. We ontbinden de beginsnelheid in drie componenten: een radiale (v_r) en een tangentiële (v_φ) in het vlak van de kathode, en een axiale (v_z) evenwijdig aan de z-as (zie punt N in fig. 12).

Electronen waarvan $v_z = 0$, doch v_r en $v_\varphi \neq 0$, volgen een baan die zich min of meer schroeflijnvormig om de hoofdbaan heen slingert, doch dank zij de secundaire Lorentz-krachten in hetzelfde punt als de hoofdbaan op de trefplaat eindigt. De componenten v_r en v_φ veroorzaken dus geen afbeeldingsfouten.

Anders is het met v_z; deze component veroorzaakt een zekere „chromatische" aberratie. Een punt van de fotokathode waarvan electronen met axiale snelheid uitgaan, wordt op de trefplaat niet afgebeeld als een punt, maar als een cirkeltje (verstrooiingscirkel), waarvan de middellijn is:

$$d = \text{const.}\ \frac{\varepsilon}{F}\,.$$

Hierin is ε gedefinieerd door $e\varepsilon = \frac{1}{2} m v_0^2$ (e = lading, m = massa en v_0 = uittreesnelheid van het electron), en

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

F = electrische veldsterkte aan de kathode. In de beeldiconoscoop is ε in de orde van 1 volt, F omstreeks $6 \cdot 10^4$ V/m. Dank zij deze hoge waarde van F is d zo klein, dwz. de afbeelding zo scherp, dat zonder bezwaar met meer dan 600 aftastlijnen kan worden gewerkt. In de beeldorthicon daarentegen is F 10 maal zo klein [6]), waardoor bij dit type buis de electronenoptische afbeelding een begrenzende factor voor het aantal lijnen vormt.

Door het overwegen van de divergerende krachten die op de hoofdbaanelectronen werken, resulteert het beschreven verloop van de hoofdbanen in een vergrote afbeelding op de trefplaat. Wegens de tangentiële krachten is dit beeld gedraaid ten opzichte van het beeld op de fotokathode; de draaiingshoek ψ (fig. 12) bedraagt ongeveer 30 tot 40°.

De vergrotingsfactor hangt samen met de werkzame lengte van het magneetveld. Immers, verlengen we het veld (in de richting van de trefplaat), dan duurt het langer alvorens een fotoelectron het gebied bereikt waarin de B-lijnen merkbaar divergeren, de radiaal naar de z-as toe gerichte, „secundaire", Lorentz-kracht is langer werkzaam, deze convergerende kracht heeft dus meer invloed: de vergrotingsfactor is kleiner. Evenzo geeft verkorting van het werkzame magneetveld een sterkere vergroting.

Bij onze beeldiconoscoop is normaal de vergrotingsfactor 3,75, dwz. het afgetaste gedeelte van de trefplaat, dat steeds een oppervlakte van 45 mm × 60 mm beslaat, correspondeert met een oppervlakte van 12 mm × 16 mm op de fotokathode (middellijn van het werkzame gedeelte der fotokathode 20 mm). Door de spoel te verwisselen tegen een anders gedimensionneerde, is het echter ook mogelijk te werken met een sterkere of een zwakkere vergroting, dwz. een kleiner resp. groter gedeelte van de fotokathode op de trefplaat af te beelden. De keuze betreffende de grootte van de effectieve fotokathode wordt bepaald door optische, lichttechnische en opneemtechnische eisen. Hierop zal in een toekomstig artikel nader worden ingegaan. De grenzen van de vergrotingsfactor zijn 2,75 en 7,5 (middellijn van het afgebeelde gedeelte der kathode 27, resp. 10 mm).

Bij sterkere vergroting dan 7 tot 8 maal begint, als gevolg van de „chromatische" aberratie der met axiale snelheid uittredende foto-electronen (zie boven), het scheidend vermogen te veel in het gedrang te komen.

De benedengrens van 2,75 wordt gesteld door diverse andere afbeeldingsfouten, die bij zwakkere vergroting niet meer voldoende kunnen worden gecompenseerd. Als zodanig kunnen we onderscheiden: de beeldveldkromming, de kussenvormige vertekening en de zg. S-distorsie. De eerste twee zijn bekend uit de lichtoptica [7]). Onder S-distorsie verstaat men het effect, dat een rechte lijn wordt afgebeeld als een enigszins S-vormig gebogen lijn (*fig. 13*). Dit effect, dat bij magnetische lenzen steeds enigermate optreedt, vindt zijn oorzaak in het feit dat de hoofdbanen aan de rand van het beeld over een grotere hoek worden gedraaid dan die nabij het midden. Evenals de kussenvormige vertekening, is de S-distorsie evenredig met de derde macht van de middellijn van het werkzame gedeelte der fotokathode, bij een constante grootte van de afbeelding dus omgekeerd evenredig

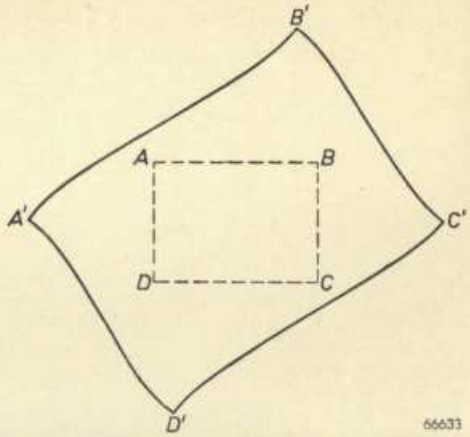


Fig. 13. $ABCD$ beeld op de fotokathode, $A'B'C'D'$ potentiaalbeeld op de trefplaat. Dit laatste is ten opzichte van $ABCD$ vergroot en gedraaid, en vertoont ook een zekere mate van S-distorsie, die bij magnetische lenzen altijd optreedt (dwz. rechte lijnen worden flauw S-vormig gebogen afgebeeld). Bij te geringe vergroting wordt de S-distorsie zo sterk dat ze niet meer voldoende kan worden gecompenseerd.

met de derde macht van de vergrotingsfactor. Bij niet te zwakke vergroting kan men de S-distorsie langs electrische weg (waarop we hier niet ingaan) voldoende corrigeren, maar bij een kleinere vergrotingsfactor dan 2,75 is dit niet meer mogelijk. In *fig. 14a* ziet men een beeld dat alle drie genoemde beeldfouten in sterke mate vertoont. Het beeld van fig. 14*b* daarentegen heeft alleen nog een nauwelijks merkbare S-distorsie, die niet storend is.

De werkzame lengte van het magneetveld kan men in principe nog eenvoudiger variëren dan door het uitwisselen van de spoel, en wel door de spoel in axiale richting over de buis te verschuiven. In de practijk echter is hiermee slechts een zeer geringe variatie van de vergroting te verkrijgen: bij verschuiving van de spoel naar de trefplaat toe treedt al spoedig een sterke beeldveldkromming op (doordat de B-lijnen niet meer loodrecht op de fotokathode staan), en reeds bij een kleine verschuiving naar de andere kant stuit de spoel tegen het objectief (om de camera een groot gezichtsveld te geven, gebruikt men namelijk een objectief met korte brandpuntsafstand; het bevindt zich dus dicht bij de fotokathode).

Het electronenkanon

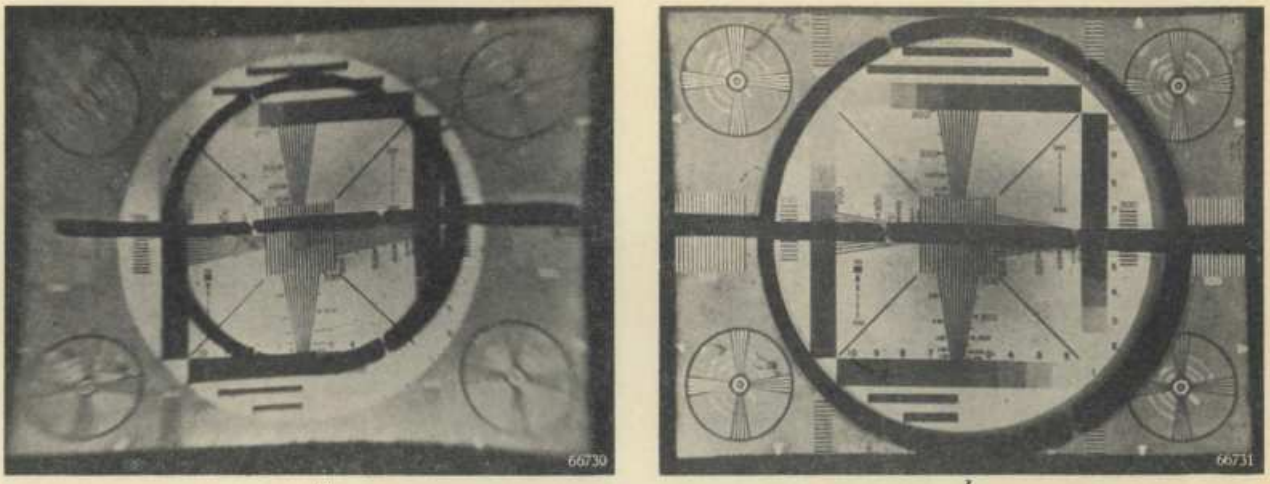
Het electronenkanon dient voor het leveren van de aftastbundel. Evenals bij de meeste weergeefbuizen, geschieden bij de beeldiconoscoop de focussering en de afbuiging met behulp van magnetische velden.

[6]) H. B. DeVore, Proc. Inst. Rad. Engrs. **36**, 335-345, 1948.

[7]) Een overzicht van diverse optische fouten vindt men o.a. in: W. de Groot, Philips techn. T. **9**, 301-308, 1947, in het bijzonder blz. 305 en 306.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 14. *a*) Afbeelding die in sterke mate beeldveldkromming, kussenvormige vertekening en S-distorsie vertoont. *b*) In deze afbeelding is alleen nog een zwakke S-distorsie aanwezig, die gemakkelijk electrisch kan worden gecompenseerd.

Deze opnamen zijn gemaakt met een proefbuis, waarin, in plaats van een trefplaat, een fluorescerend scherm was aangebracht. Op de fotokathode werd een zg. proefpatroon geprojecteerd, zoals in de televisie veel wordt gebruikt om eventuele afbeeldingsfouten na te gaan en om de definitie en de gradatie te controleren. De dikke zwarte cirkel en de dikke horizontale streep in het midden van bovenstaande foto's zijn de afbeelding van een figuur die op de fotokathode was aangebracht ten einde de vergrotingsfactor te kunnen bepalen.

Ten aanzien van de scherpte der aftasting moet men hier op twee dingen letten. Beschouwen we eerst de nog niet afgebogen bundel. Deze is gefocusseerd op het midden van het scherm. Hij moet aldaar een doorsnede hebben die zo klein is dat bij het aftasten de lijnen niet gedeeltelijk over elkaar heen vallen. Wensen we te kunnen werken met bijv. 1000 lijnen, dan mag, bij 45 mm hoogte van het afgetaste gedeelte van de trefplaat, de effectieve diameter van het focus niet meer dan 45 μ bedragen. Aan deze hoge eis is des te beter te voldoen naarmate de versnellingspanning hoger wordt gekozen, doch zoals we in de volgende paragraaf zullen zien mag deze spanning bij voorkeur niet meer dan 1000 V bedragen.

Bovendien moeten we rekening houden met het feit dat in de beeldiconoscoop het kanon met zijn as schuin ten opzichte van de trefplaat moet worden opgesteld. Dit heeft tot gevolg dat bij omhoog of omlaag afgebogen bundel het focus niet meer op de trefplaat valt. Om ook buiten het midden voldoende scherp af te tasten, moet de bundel dus een aanzienlijke scherptediepte hebben, dwz. zeer slank zijn. Daartoe moet de openingshoek $2\alpha_f$ (*fig. 15*) zeer klein worden gehouden.

Het verkrijgen van een fijn focus met een zeer slanke bundel is in de eerste plaats al moeilijk wegens de onderlinge afstoting van de electronen. Het is echter een gelukkige omstandigheid dat de nodige straalstroomsterkte zeer gering is, namelijk in de orde van 0,1 μA.

Behalve door deze zg. ruimteladingsafstoting wordt aan de fijnheid van een zeer slanke bundel nog een andere grens gesteld. Er bestaat namelijk een zeer fundamentele betrekking tussen de openingshoek $2\alpha_f$ en de stroomdichtheid in de bundel. Voor het geval van een verwaarloosbare ruimtelading luidt deze betrekking:

$$\sin^2 \alpha_f = \frac{V_0}{V} \cdot \frac{j_f}{j_0}, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin $V_0 = \frac{1}{2} m v_0^2/e$ (met m = massa, v_0 = uittreesnelheid en e = lading van een electron), V = potentiaalverschil dat de electronen hebben doorlopen, j_f = dichtheid van de straalstroom in het focus, en j_0 die aan de kathode van het kanon.

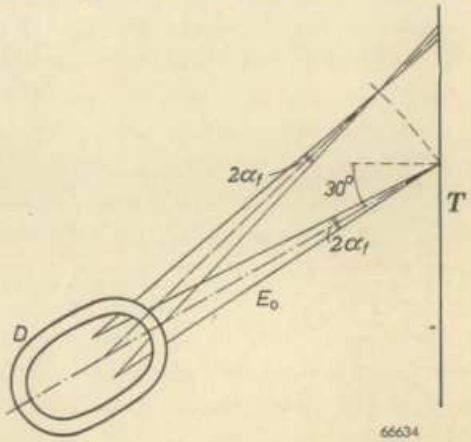


Fig. 15. Is de niet afgebogen bundel E_0 gefocusseerd op het midden van de trefplaat T, dan valt bij de afgebogen bundel het focus niet meer in het vlak van T. Hierdoor ontstaat een zekere onscherpte, die geringer is naarmate de openingshoek $2\alpha_f$ kleiner is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vergelijking (1) kan als volgt worden afgeleid. In de optica geldt een wet (die zowel aan Abbe wordt toegeschreven als aan Helmholtz of aan Lagrange), welke zegt, dat de helderheid van een beeld, gedeeld door het kwadraat van de brekingsindex van de ruimte waarin het beeld wordt gevormd, constant is (zolang verliezen door absorptie en reflectie mogen worden verwaarloosd). In de electronenoptica wordt het analogon van deze wet uitgedrukt door de volgende formule:

$$\frac{j}{V \sin^2 \alpha} = \text{const.}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

waarin j de stroomdichtheid en α de halve openingshoek van de electronenbundel is, en V het potentiaalverschil tussen het beschouwde punt en het (denkbeeldige) punt waar de electronensnelheid nul is.

De waarden van deze grootheden aan de kathode noemen we j_0, α_0 en V_0. Hiervan is $\alpha_0 = 90°$, omdat de electronen in alle richtingen uit de kathode treden. (Dit geldt ook indien in de bundel een begrenzend diafragma aanwezig is, zoals het geval is in het kanon van onze beeldiconoscoop. De electronenvlek wordt namelijk gevormd door electronenbundeltjes die afkomstig zijn van verschillende punten van de kathode en die elk aan de kathode een halve openingshoek van 90° hebben [8]).) De constante in (2) heeft dus de waarde j_0/V_0.

Voor de electronen die in het kanon van de beeldiconoscoop een potentiaalverschil V hebben doorlopen, levert (2) dus deze betrekking tussen de halve openingshoek α_f en de stroomdichtheid j_f in het focus:

$$\sin^2 \alpha_f = \frac{V_0}{V} \cdot \frac{j_f}{j_0},$$

waarmee vergelijking (1) is afgeleid.

Uit (1) zien we, dat, bij gegeven waarden van V_0, V en j_0, verkleinen van α_f leidt tot afnemen van j_f, dus, bij gegeven waarde van de straalstroomsterkte, tot een grotere doorsnede van het focus. Tevens blijkt, dat het gevaar van een te groot focus in des te mindere mate optreedt naarmate j_0 groter is (dus naarmate de kathode zwaarder mag worden belast), en naarmate V hoger is.

Er dient dus een optimale waarde van α_f te worden gezocht, waarbij enerzijds het focus nog niet te groot is, en anderzijds de scherpte aan de randen van het beeld niet te veel achterstaat bij die in het midden. Bij onze beeldiconoscoop is de situatie zo, dat deze optimale waarde van α_f ligt bij ongeveer $3 \cdot 10^{-3}$ radiaal.

Een zo kleine openingshoek, in combinatie met een geringe straalstroomsterkte (omstreeks 0,2 μA), is gerealiseerd door in de bundel twee diafragma's te plaatsen. Het eerste begrenst door zijn nauwe opening de bundel tot de gewenste kleine hoek. Het tweede, wijdere, diafragma laat de bundel ongehinderd door, maar houdt de langzame secundaire electronen tegen, die aan de rand van het eerste diafragma worden gevormd.

[8]) D. B. Langmuir, Proc. Inst. Rad. Engrs. **25**, 982, 1937.

Bij de reeds genoemde focusafmeting van 45 μ (1000 lijnen op 45 mm) en 0,2 μA straalstroom is de gemiddelde stroomdichtheid in het focus: $j_f = 12$ mA/cm². Substitueren we dit in (1), en bovendien voor V de waarde waarbij de coëfficient van secundaire emissie van de trefplaat het grootst is, namelijk1000 V, en voor V_0 de waarde die bij de gemiddelde uittreesnelheid behoort ($\approx 0{,}1$ V), dan vinden we voor de gemiddelde stroomdichtheid j_0 aan de kathode van het kanon: $j_0 \approx 120$ mA/cm². De topwaarde van de stroomdichtheid is nog wel enige malen groter. Alhoewel een gewone oxydekathode nog wel met een dergelijke stroomdichtheid continu mag worden belast, is het beter, hier gebruik te maken van de zg. L-kathode [9]), die een veel langere levensduur heeft. Het zou immers een ongewenste toestand zijn als de levensduur van een kostbare buis als de beeldiconoscoop werd begrensd door de levensduur van een onderdeel als de kathode van het kanon.

Van fabricagestandpunt gezien, heeft de L-kathode bovendien nog het voordeel dat ze zich goed leent voor montage met zeer nauwe toleranties in de afstand tussen kathode en rooster. Dank zij deze eigenschap is er tijdens de fabricage weinig uitval door montagefouten in het kanon.

De glazen arm waarin het electronenkanon is gemonteerd, is zo nauw mogelijk gehouden (inwendig 11 mm, uitwendig 14 mm), zodat ook de focusseerspoel en de afbuigspoelen klein kunnen zijn. De voordelen hiervan zijn: 1) dat het veld van de afbuigspoelen in de ruimte vóór de trefplaat zo zwak is dat het de banen van de foto-electronen niet merkbaar stoort, en 2) dat er voor de bekrachtiging van de spoelen weinig vermogen nodig is, zodat de generatoren van de afbuigstromen, die tezamen met de buis in de camera zijn gemonteerd, ook klein kunnen zijn. Dit komt de hanteerbaarheid van de camera ten goede. In *fig. 16* is een camera met beeldiconoscoop afgebeeld.

In de practijk is gebleken dat het scheidend vermogen van de Philips-beeldiconoscoop in het midden van het beeld 900 tot 1000 lijnen bedraagt, en aan de randen ongeveer 700 lijnen. (Het is het electronenkanon dat deze grenzen stelt; het scheidend vermogen van de electronenoptische afbeelding is aanzienlijk groter.)

De trefplaat

Evenals in de gewone iconoscoop werd ook in onze eerste beeldiconoscopen als trefplaat een mica

[9]) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende kathode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

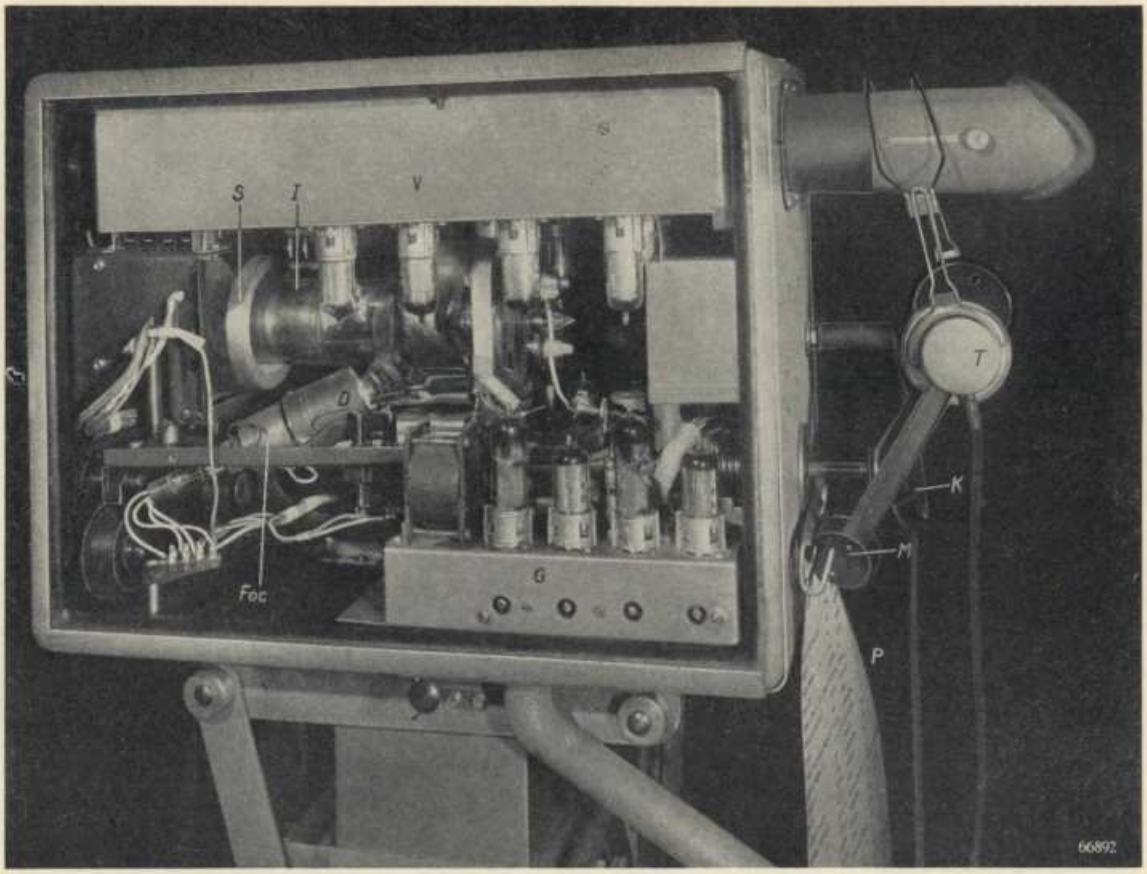


Fig. 16. Een der camera's, gebruikt voor de experimentele televisie-uitzendingen te Eindhoven. Een zijwand en een afschermkap zijn weggenomen. *I* beeldiconoscoop type 5854. *S* afbeeldspoel. *Foc* focusseerspoel. *D* afbuigspoelen. *G* generator van afbuigstromen. *V* chassis met contrôleweergeefbuis en toebehoren, waarop de operateur de scène waarneemt. *M* microfoon en *T* telefoon, waardoor hij in verbinding staat met de contrôlekamer. *K* knop voor het verwisselen van het objectief. *P* programma van de uitzending.

plaat gebruikt (uiteraard zonder mozaiek). Bij het prepareren van de fotokathode wordt caesiumdamp in de buis gedreven. Deze tast het mica-oppervlak enigszins aan, waardoor de coëfficient van secundaire emissie, δ, als functie van de energie V_{pr} van de er op vallende primaire electronen een verloop vertoont als in *fig. 17* is weergegeven door kromme *I*. De top van deze kromme is wel hoger dan in het geval van mica dat niet met caesium in aanraking is geweest, maar ze ligt bij een vrij kleine energie van de invallende electronen. Voor de electronenoptische afbeelding is het gunstig dat het electrische veld aan de fotokathode sterk is, hetgeen, zoals werd vermeld, wordt bereikt met een spanningsverschil van 1000 V. In het electronenkanon is, naar we hebben gezien, een hoge versnellingspanning nodig om een fijn focus te verkrijgen; eenvoudigheidshalve wordt hier eveneens een spanningsverschil van 1000 V gebruikt. Bij een energie van 1000 eV blijft δ echter aanzienlijk beneden de maximale waarde.

Hierin is verbetering gebracht door op het mica een dun laagje MgO aan te brengen. De kromme $\delta = f(V_{pr})$ vertoont dan de gedaante van de kromme *II* in fig. 17: bij $V_{pr} \approx 1000$ V is δ ruim 4, hetgeen een belangrijke winst in gevoeligheid betekent. Bovendien heeft het laagje MgO tot gevolg dat niet

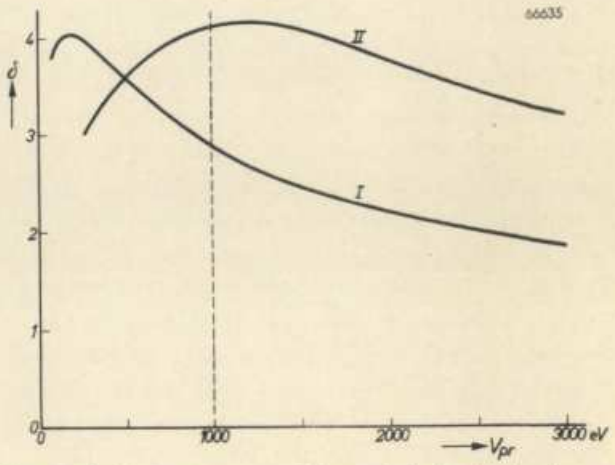


Fig. 17. Coëfficient van secundaire emissie, δ, als functie van de energie V_{pr} der primaire electronen, *I* voor mica dat door Cs is aangetast, *II* voor mica waarop een laagje MgO is aangebracht. Bij $V_{pr} \approx 1000$ V is *II* veel gunstiger dan *I*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te verwijderen vlekken op het mica, die anders in het beeld duidelijk waarneembaar zijn, geheel onzichtbaar worden.

Ondanks deze winst was de gevoeligheid van de eerste buizen nog onbevredigend. Een geschikte methode om de gevoeligheid van de trefplaat — d.i. de signaalstroom in verhouding tot de op de trefplaat vallende fotostroom — te meten is de volgende. De fotokathode wordt met een regelbare verlichtingsterkte gelijkmatig belicht, op een smalle verticale strook in het midden na, die donker wordt gehouden. De signaalstroom vertoont een sprong telkens als de aftastbundel een der grenzen van de „zwarte" strook op de trefplaat passeert. De grootte I_s van de sprong bij de overgang van „zwart" naar „belicht" wordt gemeten, als functie van de fotostroom I_{ph}, die wordt gevarieerd met de verlichtingsterkte.

Het aanvankelijke resultaat was van dien aard dat het signaal niet voldoende boven het ruispeil van de eerste versterkbuis uitkwam. Om een inzicht te verkrijgen in de factoren die het verloop van de signaalkromme bepalen, werd getracht het vraagstuk van de stabilisatie der potentialen op de trefplaat en het tot stand komen van het signaal theoretisch te benaderen. Van deze beschouwingen[10]) vermelden wij hier alleen dat zij hebben geleid tot de gevolgtrekking dat de capaciteit van een oppervlakte-element van de trefplaat ten opzichte van de signaalplaat een belangrijke grootheid is, en dat vergroting van deze capaciteit moet leiden tot een grotere gevoeligheid.

Daarom werd bij volgende buizen een mica plaat ter dikte van slechts ongeveer 25 μ genomen (ook voorzien van een laagje MgO, dat dun is in vergelijking met het mica), in plaats van de aanvankelijk gebruikte plaat van 50 μ.

Het succes van deze twee maatregelen: het aanbrengen van MgO en het halveren van de micadikte, blijkt bij vergelijking van kromme *II* in *fig. 18* met kromme *I*.

Van een scène onder de gebruikelijke studioverlichting, en van een openluchtscène bij daglicht (zelfs bij slecht weer) wordt met de laatstbeschreven buis bij ontvangst een beeld verkregen dat zo goed als ruisvrij is en een uitstekende gradatie vertoont.

De aftastbundel moet bij zijn beweging het op de trefplaat aanwezige potentiaalbeeld punt voor punt als het ware uitwissen. Om dit ook bij een dunnere trefplaat in voldoende mate te kunnen doen, moest de straalstroomsterkte ongeveer evenredig met de capaciteit van de trefplaat worden vergroot. De genoemde waarde van 0,2 μA behoort bij de micadikte van 25 μ.

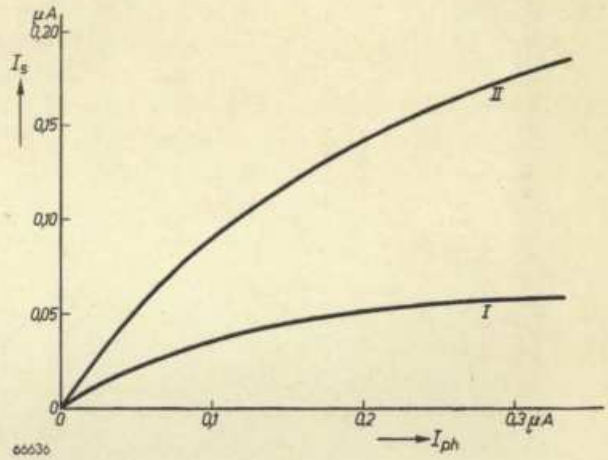


Fig. 18. Sprong I_s in de signaalstroom die optreedt telkens wanneer de aftastbundel op de trefplaat van een „zwart" gehouden strook overgaat naar een „belicht" gedeelte, als functie van de fotostroom I_{ph}. Kromme *I* geldt voor een mica plaat van 50 μ dikte zonder MgO, kromme *II* voor een plaat van 25 μ dikte met MgO.

„Onechte" signalen treden bij de beeldiconoscoop op als gevolg van dezelfde oorzaak als bij de gewone iconoscoop: de verschillende oppervlakte-elementen van de trefplaat verkeren ten aanzien van de aftastbundel niet in dezelfde toestand. Bij de beeldiconoscoop echter is de situatie veel gunstiger: met de beschreven buis (mica 25 μ dik, 0,2 μA straalstroom) zijn bij een verlichtingsterkte die meer dan 0,1 μA fotostroom doet ontstaan, de onechte signalen zo zwak dat van maatregelen ter compensatie nagenoeg geheel kan worden afgezien. In de practijk blijkt 0,1 μA fotostroom te worden verkregen met een verlichtingsterkte van de scène van ongeveer 1000 lux, bij gebruik van een niet gediafragmeerd, normaal objectief met opening f:2.

Vergelijking van verschillende typen opneembuizen

Wij willen nu nog in het kort de beide hoofdtypen van opneembuizen: die met grote en die met kleine electronensnelheid, onderling vergelijken.

In de eerste plaats de gevoeligheid. Deze valt uiteen in twee factoren (als we het rendement van de optiek buiten beschouwing laten): de gevoeligheid van de fotokathode (fotostroom I_{ph} in verhouding tot de op de kathode vallende lichtstroom), en de gevoeligheid van het aftastmechanisme (signaalstroom I_s in verhouding tot I_{ph}).

Aangaande de gevoeligheid van de fotokathode hebben wij reeds gezien dat van de twee besproken

[10]) P. Schagen, On the mechanism of high-velocity target stabilization and the mode of operation of television-camera tubes of the image-iconoscope type, Philips Res. Rep. 6, 135-152, 1951 (No. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vertegenwoordigers van buizen met snelle electronen, nl. de gewone iconoscoop en de beeldiconoscoop, de laatste sterk in het voordeel is, dank zij het niet-onderbroken zijn van de fotokathode. Bij buizen met langzame electronen bestaan eveneens typen met een mozaiek- en typen met een niet-onderbroken kathode. Tot deze laatste behoort de beeldorthicon, die wat dit deel van de gevoeligheid betreft, gelijk staat met de beeldiconoscoop.

De aftastgevoeligheid is voor buizen met langzame electronen (en zonder een belangrijke, aanstonds te noemen verbetering) onmiddellijk aan te geven. In deze buizen worden namelijk de door de lichtgevoelige laag uitgezonden electronen aangevuld door electronen uit de aftastbundel; de aftastgevoeligheid is hier dus exact 1 μA signaalstroom per μA fotostroom. Bij buizen met snelle electronen maakt het redistributieverschijnsel de toestand minder eenvoudig, maar op grond van metingen kan men de aftastgevoeligheid van de gewone iconoscoop stellen op $^1/_{20}$ μA/μA, en die van de beeldiconoscoop, bij zwakke tot matige belichting, op omstreeks 1 μA/μA (zie fig. 18).

Hoewel de beeldiconoscoop dus ongeveer dezelfde aftastgevoeligheid heeft als de (eenvoudige) buis met langzame electronen, is er een verschil in het verloop van $I_s = f(I_{ph})$ ten voordele van de beeldiconoscoop. Bij deze buis, en ook bij de gewone iconoscoop, is dit verloop nl. niet lineair (zie fig. 18), terwijl het bij buizen met kleine electronensnelheid wel lineair is. Het niet-lineaire verloop is gunstig, zoals reeds werd besproken bij de iconoscoop.

Bij buizen met langzame electronen bestaat echter een middel om de aftastgevoeligheid aanzienlijk op te voeren. Men kan namelijk de electronen van de aftastbundel die niet door de trefplaat worden opgenomen, en die naar het kanon terugkeren, opvangen in een om het kanon heen opgestelde multiplicator, welke met secundaire emissie werkt, en ze zodoende vermenigvuldigen. Dit is wat geschiedt in de meergenoemde beeldorthicon, de in de V.S. veelvuldig gebruikte opneembuis. De aftastgevoeligheid kan hierbij een waarde van 25 tot 100 μA/μA bereiken. Dit is natuurlijk een waardevolle eigenschap wanneer men bijv. opnamen moet maken bij laag lichtniveau (bijv. sportwedstrijden bij kunstlicht). Daar staat echter tegenover dat de stroom van de terugkerende bundel slechts tot ongeveer 20% gemoduleerd kan zijn en daardoor naar verhouding een aanmerkelijke hoeveelheid geruis bevat. Van de donkere partijen keren meer electronen terug dan van de lichte. Daardoor is het ruisen van de donkere gedeelten zowel relatief als absoluut het sterkst, en dikwijls zeer storend.

Dat het bij de beeldiconoscoop ten aanzien van onechte signalen aanzienlijk beter is gesteld dan bij de gewone iconoscoop, werd al besproken. De beeldorthicon is vrij van onechte signalen van deze soort, doch daar staat tegenover dat er een ander soort storing optreedt, die samenhangt met het feit dat de secundair emitterende oppervlakken van de multiplicator niet over het gehele oppervlak precies dezelfde coëfficient van secundaire emissie hebben (zg. „dynode spots").

Uit electronenoptisch oogpunt bezien, zijn buizen met snelle electronen onmiskenbaar in het voordeel boven die van de andere groep: met snelle electronen is een groot scheidend vermogen van de aftastbundel eenvoudiger te verwezenlijken, en men heeft veel minder last van storende electrische en magnetische velden.

Samenvatting. In de inleiding worden de opneembuizen voor televisie verdeeld in twee groepen: die met grote en die met kleine electronensnelheid. Het artikel behandelt verder alleen buizen van de eerste groep, en wel eerst in het kort de iconoscoop, en vervolgens uitvoeriger de beeldiconoscoop.

Van deze laatste komen achtereenvolgens ter sprake: de fotokathode, de electronenoptische afbeelding, het electronenkanon en de trefplaat, zoals deze in de Philips-beeldiconoscoop type no. 5854 aanwezig zijn. De fotokathode (Cs-Sb-O) heeft, gemeten bij licht van een gloeilamp met 2600 °K kleurtemperatuur, een opbrengst van ongeveer 45 μA per lumen. De electronenoptische afbeelding maakt gebruik van een electrisch en een magnetisch veld, die in dezelfde ruimte (nabij de fotokathode) aanwezig zijn, en die het foto-emissiebeeld op de kathode vergroot afbeelden op de trefplaat. Het electronenkanon levert een magnetisch gefocusseerde en magnetisch afgebogen aftastbundel (straalstroomsterkte normaal 0,2 μA), met een zodanig fijn focus en een zodanige scherptediepte dat het scheidend vermogen in het midden van de trefplaat 900 tot 1000 lijnen bedraagt, en aan de randen nog 700 lijnen. De kathode van het kanon is een zg. L-kathode, die ook bij hoge specifieke belasting nog een lange levensduur heeft. Ten aanzien van de trefplaat is het inzicht verkregen dat vergroting van de capaciteit ten opzichte van de signaalplaat de gevoeligheid ten goede komt. Daarom is een zeer dunne mica plaat gebruikt (25 μ). Om de op de trefplaat vallende snelle electronen veel secundaire electronen te doen vrijmaken ($\delta > 4$), is het mica bedekt met een laagje MgO.

Het artikel besluit met een korte vergelijking tussen opneembuizen met snelle en die met langzame electronen, in het bijzonder tussen de beschreven nieuwe beeldiconoscoop en de beeldorthicon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

NIEUWE ONTWIKKELINGEN OP GRAMMOFOONGEBIED

door L. ALONS.

681.844.081.48

Voor de grammofoonliefhebbers zijn de laatste jaren van groot belang geweest, doordat voor hen de mogelijkheid werd geopend om zonder onderbreking, of met slechts een enkele onderbreking op een geschikte plaats, een klassiek werk in zijn geheel te beluisteren. Deze verhoging van het muzikale genot blijkt mogelijk te zijn zonder de financiële lasten voor de discophiel te vergroten. Uiteraard moesten hiervoor zowel aan de platen als ook aan de afspeeltoestellen een aantal ingrijpende wijzigingen worden aangebracht.

Inleiding

Zoals bekend, voldoen de gewone in de handel zijnde grammofoonplaten aan bepaalde normen wat betreft hun afmetingen, voorgeschreven toerental enz. Deze normen zijn gegroeid in een tijd dat de reproductie bijna uitsluitend met behulp van mechanische weergevers geschiedde. Het feit dat deze nu grotendeels zijn vervangen door electrische weergevers maakte het in principe mogelijk de reeds lang gebruikelijke normen te wijzigen. Zulk een wijziging werd gestimuleerd door het optreden van de magnetofoon, die door zijn lange speelduur een concurrent van de grammofoon dreigde te worden. Zo is inderdaad een nieuw soort grammofoonplaat ontwikkeld, de langspeelplaten, die voor een plaat met een diameter van 30 cm een speelduur van 22,5 minuut voor elke zijde mogelijk maken, wat vergeleken met de 4,5 minuut van een even grote normale plaat wel een grote vooruitgang betekent; vooral als men daarbij bedenkt, dat de kwaliteit van de reproductie in verschillende opzichten nog aanzienlijk verbeterd is.

Voor dansmuziek en in het algemeen voor korte muziekstukken is een lange speelduur van minder belang. Ook voor dit gebied echter hebben sommige producenten profijt willen trekken van de mogelijkheid om van de oude normen af te wijken. De op die manier ontstane platen hebben bij een speelduur van 4,5 minuut slechts een diameter van 18 cm. Wat bij deze zogenaamde „easy-storage" platen zowel als bij de langspeelplaten aan de gebruiker direct opvalt, is het grote aantal fijne groeven die op deze nieuwe platen aangebracht zijn. Om deze reden worden beide soorten platen vaak aangeduid met de naam microgroefplaten.

In dit artikel zullen we alleen de langspeelplaten bespreken, aangezien voor de andere microgroefplaten volkomen analoge beschouwingen gelden. Eerst willen we nagaan door welke factoren de speelduur van een grammofoonplaat wordt beperkt. Daarbij zal naar voren komen dat een verlenging van de speelduur o.a. gebonden was aan de voorwaarde dat de groeftaster (pick-up) waarmee de platen worden afgespeeld zo licht mogelijk werd gemaakt. Aan het slot van het artikel zullen we de nieuwe door Philips geconstrueerde grammofoons beschrijven. Deze zijn uitgerust met een uiterst lichte groeftaster en geven zowel het op langspeelplaten als ook het op gewone platen geregistreerde geluid met grote getrouwheid weer, terwijl tegelijkertijd de slijtage van de plaat tot een minimum is gereduceerd.

Factoren die de speelduur beperken

De in de handel zijnde grammofoonplaten worden verkregen door het persen van een thermoplastisch materiaal in matrijzen, welke de langs electrolytische weg vervaardigde negatieven van een „origineel" van was of lak zijn. Dit origineel ontstaat door het volgende proces:

Men laat een metalen schijf bedekt met een laag was of lak met constante omwentelingsnelheid onder een beitel door draaien, die zelf langs een rechte lijn met eenparige snelheid naar het middelpunt toe wordt verplaatst. Op deze manier zou in de plaat een spiraalvormige groef met bepaalde spoed (de zogenaamde ongemoduleerde groef) worden gesneden. Als men nu het te registreren geluid omzet in radiale trillingen van de beitel en deze trillingen superponeert op de gelijkmatige beweging naar het middelpunt, dan snijdt de beitel de modulatie in de plaat en ontstaat de zg. gemoduleerde groef.

Het is duidelijk dat de speelduur T zal afhangen van het aantal spiraalgangen N waaruit de groef bestaat en het aantal omwentelingen per seconde R waarmee de plaat draait:

$$T = \frac{N}{R}.$$

Het aantal gangen kunnen we uitdrukken in de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diameter van de buitenste gang D_{max}, de diameter van de binnenste gang D_{min} en de spoed:

$$N = \frac{D_{max} - D_{min}}{2 \cdot \text{spoed}}.$$

We krijgen dus voor de speelduur de relatie:

$$T = \frac{D_{max} - D_{min}}{2 \cdot \text{spoed}} \frac{1}{R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Als men nu de speelduur wil vergroten zonder vergroting van de buitendiameter van de plaat, dan zijn hiervoor dus in principe de volgende mogelijkheden aanwezig:

1) Verkleining van de spoed.

Aangezien de spoed de som is van de breedte van de groef zelf en de breedte van de dammen tussen de groeven (spoed = dambreedte + groefbreedte), kan men op twee manieren de spoed verkleinen:

a) verkleining van de breedte van de groef,

b) verkleining van de breedte van de dam.

2) en 3) Verkleining van het toerental resp. van D_{min}.

Terwille van latere beschouwingen, waarbij we de mogelijkheid voor de maatregelen 2) en 3) zullen onderzoeken, wijzen we hier reeds op een verband dat bestaat tussen R, D_{min} en de zogenaamde minimale groefsnelheid V_m, dat is de lineaire snelheid waarmee de binnenste groef onder de beitel of de afspeelnaald door loopt:

$$V_m = \pi \, D_{min} \, R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Het zal blijken dat V_m, en niet D_{min} of R, de grootheid is waarop het aankomt.

We zullen nu elk van de hier genoemde maatregelen aan een nadere beschouwing onderwerpen.

De groefbreedte

De groefbreedte wordt naar beneden beperkt door de eigenschappen van het materiaal waaruit de uiteindelijke grammofoonplaat is vervaardigd. Dit is als volgt te zien:

Een smallere groef eist een scherpere naald (naaldpunt met een kleinere afrondingstraal). De afmetingen van de naald moeten nl. zo zijn dat de bolvormig afgeronde naaldpunt op de w a n d e n van de groef komt te rusten, dit om te voorkomen dat de naaldpunt op de r a n d e n van de groef zou gaan glijden, hetgeen wegens de grote ruwheid van de randen tot overmatig geruis aanleiding zou geven (*fig. 1*). Terloops zij hier opgemerkt dat de naaldpunt ook niet op de b o d e m van de groef mag glijden omdat hij dan niet zonder dode gang de slingeringen van de groef zou kunnen volgen. Dit zou zowel vervorming van het geluid als overmatig ruisen veroorzaken.

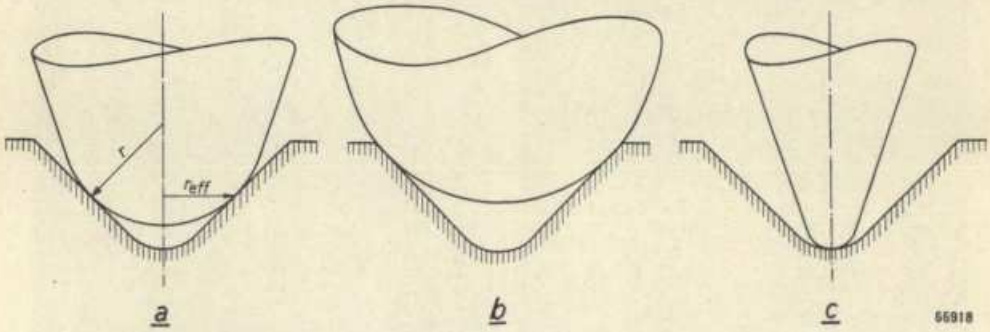


Fig. 1. Positie van de naald in de groef. *a*) laat zien hoe de bolvormig afgeronde punt van de naald op de groefwanden moet rusten. r is de kromtestraal van de naaldpunt. r_{eff} is de effectieve naaldradius. In *b*) en *c*) is geschetst hoe de situatie niet mag zijn; in *b* rust de naald op de randen van de groef, welke zowel bij het snijden van de groef als bij de verdere behandeling blootstaan aan beschadiging. Een dergelijke positie van de naald zou daarom een overmatig ruisen ten gevolge hebben. In *c* rust de naald op de bodem van de groef. De voor het „sturen" van de naald nodig zijnde krachten kunnen pas ontstaan nadat de naald tegen een zijwand is opgelopen. Dit heeft dode gang en dus vervorming en bovendien nog overmatig ruisen ten gevolge.

De scherpere naald nu, die door het gebruik van een smallere groef vereist wordt, betekent, bij gelijkblijvend gewicht van de groeftaster, een verhoogde naalddruk. Het spreekt van zelf dat de naalddruk steeds beneden de kritische druk moet blijven waarbij een niet-elastische vervorming van het plaatmateriaal optreedt.

We zullen aanstonds zien dat men inderdaad bij de langspeelplaten de groefbreedte heeft verminderd. Dit is alleen mogelijk geweest doordat men er in geslaagd is het gewicht van de groeftaster aanzienlijk te reduceren.

De dambreedte

De dambreedte wordt bepaald door de maximale voorkomende amplitudo B_{max} van de door de beitel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

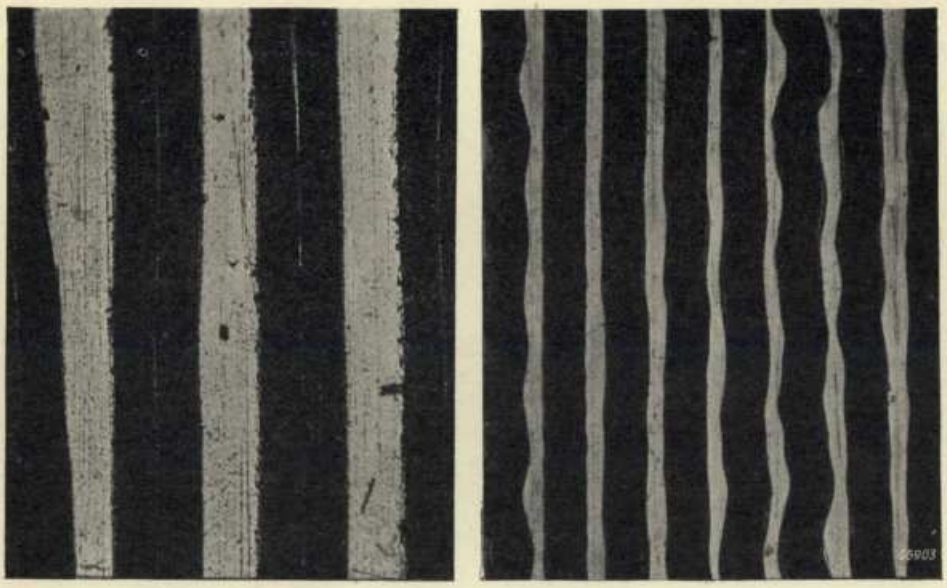
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geschreven modulatie; de dambreedte moet immers minstens $2B_{max}$ zijn, opdat twee naburige gemoduleerde groeven nooit door elkaar heen kunnen lopen. Verkleining van de dambreedte is dus alleen mogelijk bij verkleining van B_{max}. Wat beperkt ons hierin?

Een heel globale redenering — die ons echter dadelijk tot de kern van de zaak brengt — is deze: Doordat het plaatmateriaal niet volmaakt homogeen is doch een zekere korrelige structuur bezit, zijn er oneffenheden in de groef, die een geruis veroorzaken. De amplitudo van die tonen die men bij reproductie nog duidelijk wil horen, moet groot zijn vergeleken bij de oneffenheden van de groef (er is een minimale „signaal-geruis-verhouding" vereist). De amplitudo B_{min} die met de zwakste nog te registreren tonen correspondeert is dus direct afhankelijk van de mate van homogeniteit van het plaatmateriaal. De amplitudo waarmee men de tonen met de grootste intensiteit registreert (B_{max}) moet zo veel groter zijn, dat de in werkelijkheid optredende verschillen tussen forte- en piano-passages (de dynamiek) goed tot hun recht komen. Als we bedenken dat ons uitgangspunt was de B_{max} terwille van een langere speelduur zo klein mogelijk te maken, dan zien we dat men hier een compromis moet aangaan om zowel aan artistieke eisen alsook aan de eisen voor een niet te korte speelduur te voldoen.

Heeft men eenmaal een bepaalde verhouding tussen B_{max} en B_{min} als artistiek verantwoord aanvaard, dan is het duidelijk, dat men de dambreedte kan verkleinen — en dus de speelduur kan verlengen — als men een plaatmateriaal met een fijnere korreling ter beschikking heeft (zie *fig. 2*).

In werkelijkheid is de zaak ingewikkelder, doordat we rekening moeten houden met de verschillen in frequentie van de te registreren tonen (van bijv. $\omega/2\pi = 50$ tot 10 000 Hz). De wijze waarop men tonen van gelijke intensiteit doch verschillende frequenties op de plaat registreert — de zg. snijkarakteristiek — ligt namelijk niet zonder meer vast en de keuze van een aan alle eisen voldoende snijkarakteristiek blijkt nog grote problemen met zich mee te brengen. Gezien in het licht van het voorafgaande zou het voor de hand liggen deze tonen eenzelfde amplitudo te geven. Bij reproductie met zg. amplitudo-groeftasters (groeftasters waarbij de opgewekte spanning uitsluitend van de uitwijking van de naald afhangt) wekken de zo geregistreerde tonen gelijke spanningen op, die in de luidspreker weer worden omgezet in tonen van gelijke intensiteit. De consequentie van zulk een snijmethode „met constante amplitudo" zou zijn — we nemen nu ter vereenvoudiging aan dat in het te registreren geluid alle frequenties met eenzelfde maximale intensiteit voorkomen — dat op de plaat alle frequenties eenzelfde geregistreerde amplitudo B_{max} zouden moeten krijgen. Dit zou betekenen dat de versnellingen die men aan de snijbeitel bij de hoogste frequenties moet geven ($\sim B_{max}\omega^2$) onbereikbaar groot zouden worden. (Ook bij het afspelen zouden de grote versnellingen tot moeilijk-



a *b*

Fig. 2. Twee stukken van grammofoonplaten: *a*) met normale groef, *b*) met microgroef (vergroting 80×). Men lette op de gladheid van het oppervlak in het tweede geval.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heden aanleiding geven; deze wegen echter niet zo zwaar als de moeilijkheden bij het snijden, die van principiële aard zijn.)

Een andere voor de hand liggende mogelijkheid zou een snijmethode zijn die met „constante snelheid" registreert: tonen van gelijke intensiteit worden dan met eenzelfde snelheidsamplitudo $B\omega$ geregistreerd, dus met een amplitudo die omgekeerd evenredig met ω is. Bij reproductie met een zogenaamde snelheidsgroeftaster (gelijke snelheidsamplitudo $B\omega$ geeft gelijke spanning) zou men dan weer een getrouwe weergave van het geregistreerde geluid krijgen. Maar met een dergelijke snijkarakteristiek zouden we wat de nagestreefde beperking van de dambreedte betreft van de wal in de sloot raken: kiezen we bij de hoogste frequentie de B_{min} zo groot als nodig is voor een voldoende signaal-geruis-verhouding en de B_{max} zó dat de dan optredende versnellingskrachten nog toelaatbaar zijn, dan zouden de amplitudo's voor de lage tonen tot geheel indiscutabele grootte oplopen. Bovendien zal voor de hoogste tonen de verhouding $B_{max} : B_{min}$ toch kleiner zijn dan wenselijk is voor een goed forte-piano verschil.

De snijkarakteristieken die in de practijk worden gebruikt, vormen dan ook steeds een compromis

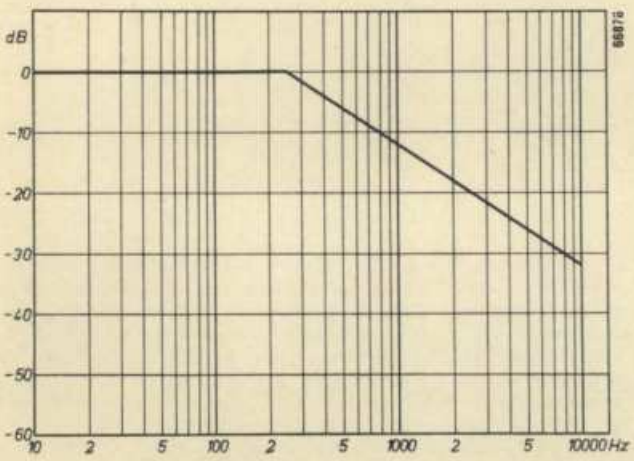


Fig. 3. Snijkarakteristiek van normale grammofoonplaten. Uitgezet is de amplitudo van de modulatie voor tonen van gelijke sterkte doch met verschillende frequenties. De amplitudo is uitgedrukt in dB. De ordinaten zijn dus afgezien van een additieve constante gelijk aan 20 log B. Men lette op de logarithmische schaal op de abscissenas. De overgangsfrequentie („cross-over" frequency), waar de kromme een knik vertoont, ligt voor de platen van verschillende producenten iets verschillend.

tussen de beide genoemde snijmethoden; zie *fig. 3*, waar ter illustratie een tot nu toe gebruikelijke snijkarakteristiek is gegeven. Al beschikt men alleen over amplitudo-groeftasters of snelheids-groeftasters, voor de weergavekwaliteit is dit compromis in principe geen bezwaar, als men tenminste van electrische weergave gebruik maakt. In dit geval kan men immers de (lineaire) vervorming, die bij de reproductie zou moeten optreden, ongedaan maken door gebruik van een geschikt filter. Uit het feit dat een mechanische weergever met de grammofoonhoorn in principe een snelheidsgroeftaster is, samen met het feit dat men over mechanische filters niet zo gemakkelijk beschikt, is te begrijpen dat men vroeger er naar streefde zo weinig mogelijk van het snijden met constante snelheid af te wijken.

Deze preciserende beschouwing van de te kiezen maximale amplitudo B_{max} laat echter de conclusie van de eerst gegeven globale redenering onaangetast. B_{min} wordt bepaald door de korreligheid van het plaatmateriaal, en B_{max} daarna door de eis dat $B_{max} : B_{min}$ niet te klein moet worden terwille van een redelijke dynamiek. Uit de precisering blijkt dat in ieder geval, na vastlegging van de B_{max} en dus van de speelduur, het verschil tussen forte en piano in de hoge frequenties minder goed tot uitdrukking zal komen dan in de lage.

Het toerental en de diameter van de binnenste gang

Het toerental R en de diameter van de binnenste gang D_{min} vinden hun begrenzing in het feit dat de minimale groefsnelheid V_m, waarmee zij beide evenredig zijn (verg. 2), niet beneden een zekere grens mag komen, omdat anders sterke vervorming van het geluid zou ontstaan en sterke slijtage van de plaat zou optreden. Dit hangt samen met twee effecten, die we aanduiden als „aftastvervorming" en „knijpeffect". Deze twee effecten zijn op hun beurt het directe gevolg van het feit, dat het snijden en het afspelen van de grammofoonplaat gebeurt met twee instrumenten (i.c. de beitel en de naald) die verschillend profiel hebben. De beitel, die een snijfunctie te verrichten heeft, moet een plat profiel hebben met snijkanten (zie *fig. 4*). Als gevolg hiervan snijdt hij de groef zodanig, dat de wanden van een sinusvormige groef een kleinere hoek (α) insluiten in de flanken dan in de toppen van de sinus. De naald waarmee men de plaat afspeelt, mag uiteraard niet het profiel van de beitel hebben, omdat hij dan als het ware telkens de groef opnieuw zou snijden, wat ontoelaatbaar grote slijtage met zich mee zou brengen. De naald moet veeleer een bolvormig afgeronde punt hebben en in de groef rusten op een manier zoals we hierboven reeds hebben beschreven (zie ook fig. 1).

We zullen nu laten zien, hoe ten gevolge van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hier beschreven situatie de twee genoemde effecten tot stand komen.

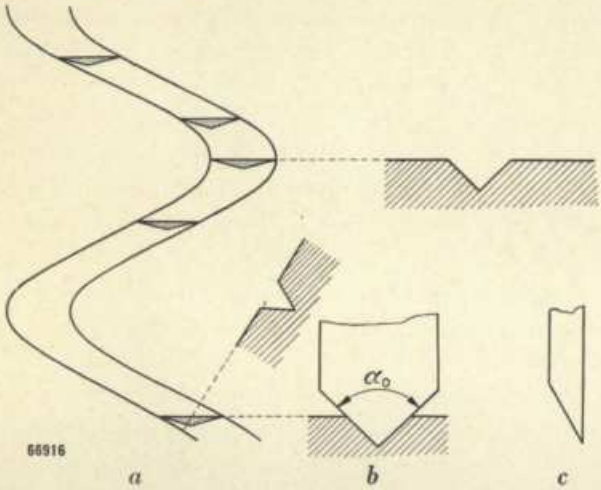


Fig. 4. *a*) Groef, waarin op verschillende plaatsen de beitel in doorsnede is aangegeven. Men ziet dat de groef smaller wordt naarmate zijn richting meer afwijkt van de richting van de ongemoduleerde groef. *b*) Vooraanzicht van de beitel. *c*) Zij-aanzicht van de beitel. De hoek α_0 is de groefhoek die de beitel geeft aan een ongemoduleerde groef, en aan een gemoduleerde groef in de toppen van de sinus. De verhouding van modulatieamplitudo tot groefbreedte is in deze figuur en in fig. 6 overdreven voorgesteld (zie fig. 2).

De aftastvervorming

We beschouwen een kort stuk van de ongemoduleerde groef als recht en nemen zijn hartlijn als x-as (*fig. 5*). Als we de richting loodrecht op de ongemoduleerde groef in het vlak van de plaat de y-richting noemen, dan geldt voor de hartlijn van een door een zuiver sinusvormige toon gemoduleerde groef de vergelijking

$$y = B \sin \frac{\omega x}{V} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Hierbij is ω de hoekfrequentie van de geregistreerde trilling, en V de groefsnelheid van de beschouwde gang. (Voor de binnenste gang is dus de groefsnelheid $V = V_{\min}$.) De door (3) gegeven sinuslijn is het sterkst gekromd in de toppen. De kromtestraal is hier bij benadering:

$$r = \frac{V^2}{B\omega^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

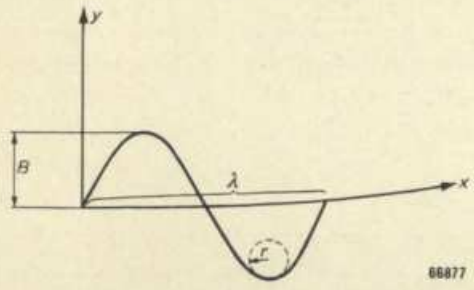


Fig. 5. De elementen van de gemoduleerde groef. λ golflengte van de modulatie, B modulatie-amplitude, r minimale kromtestraal van de modulatie. De x-as is de ongemoduleerde groef.

We zien dus dat de minimale kromtestraal met kleiner wordende groefsnelheid afneemt. Nu kan, zoals we uit *fig. 6* kunnen zien, de naald de modulatie van de groef niet meer getrouw volgen als de kromtestraal van de groef vergelijkbaar wordt met de „effectieve" straal r_{eff} van de naald (dat is de straal van dat gedeelte van de naaldpunt waarmee deze op de wanden van de groef rust, zie fig. 1). De hierdoor ontstane vervorming wordt de aftastvervorming genoemd. Als men wil dat deze vervorming een bepaalde grens niet overschrijdt, dan wordt hierdoor dus een beperking opgelegd aan de groefsnelheid van de binnenste gang, nl. globaal $V_m^2 > B_{\max}\omega^2 r_{\text{eff}}$. Kiezen we $B_{\max}\omega^2$, d.i. de versnelling bij de hoogste frequenties, zo groot als volgens de bovenstaande beschouwingen toelaatbaar — inderdaad heeft men dit, zoals we later zullen zien, ook bij de langspeelplaten gedaan —, dan kan men V_m dus alleen verlagen als men tegelijkertijd ook r_{eff} kleiner maakt, met andere woorden: als een scherpere naald wordt genomen.

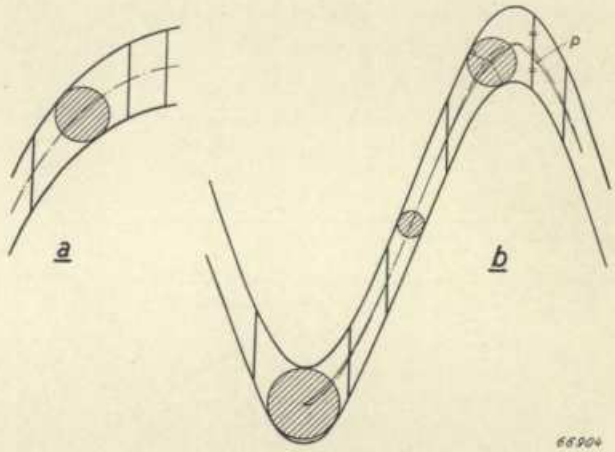


Fig. 6. Het ontstaan van de aftastvervorming. *a*) Het middelpunt van de naald volgt de hartlijn van de groef, mits de kromtestraal van de naald kleiner is dan die van de groef. In *b*) zijn de twee kromtestralen in de toppen van de sinus gelijk. Hier kan de naald de groef niet meer nauwkeurig volgen, zoals te zien is in de buurt van het met p aangeduide stuk. De vernauwing van de groef (kleiner worden van de groefhoek) op het hellende stuk veroorzaakt het knijpeffect (zie ook fig. 4). Op verschillende plaatsen is schematisch de beitel aangegeven.

Reeds eerder in dit artikel kwam het gunstige effect van een scherpe naald voor de speelduur naar voren, daar deze samengaat met een kleine groefbreedte. Er werd toen ook op gewezen dat een scherpere naald een lichtere groeftaster noodzakelijk maakt om onelastische vervorming van het plaatmateriaal door te grote statische naalddruk te vermijden. Er is echter nog een andere factor, die hierboven al heel terloops werd genoemd, te weten: de dynamische naalddruk, die het gevolg is van de radiale versnellingen van de naald in de groef. Deze versnellingen zijn maximaal $B_{\max}\omega^2$. We vermeldden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

al, dat men deze grootheid bij de langspeelplaten ongeveer even groot heeft gekozen als bij gewone platen, en als we verder opmerken dat de bij gewone grammofoonplaten bij afspelen met een normale groeftaster optredende dynamische drukken zeker al in de buurt van de elasticiteitsgrens van het plaatmateriaal komen, dan is het duidelijk dat men de naald niet zonder meer scherper kan kiezen. Dit kan alleen als men bij overgaan op een scherpere naaldpunt zorgt dat de massa van de groeftaster, voorzover die, wat horizontale bewegingen betreft, star met de naald verbonden is, voldoende klein wordt [1]).

Het knijpeffect

Zoals we reeds opmerkten, moet de naald, die we bij het afspelen van de grammofoonplaat gebruiken, door de wanden van de groef gedragen worden. De hoogte waarop de naaldpunt boven de bodem van de groef glijdt, hangt af van de hierboven reeds genoemde groefhoek α. Bij de eveneens reeds aangestipte periodieke variatie van α wordt de naald samen met de hiermee star verbonden massa periodiek een weinig naar boven geperst (zie fig. 4 en ook fig. 6). Dit effect — een periodieke verticale beweging van de naald — wordt het knijpeffect genoemd. De variatie in hoogte van de naald, de amplitude van het knijpeffect, zal groter zijn, naarmate de variatie van de groefhoek α groter is. Nu wordt de groefhoek α in de flanken kleiner naarmate de helling van de sinuslijn groter is. Voor de grootste helling van de groef geldt, zoals direct uit vergelijking (3) volgt:

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_0 = \frac{\omega B}{V} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

De periodieke variatie in de groefhoek α en daarmee de amplitude van het knijpeffect zal dus toenemen met afnemende groefsnelheid.

De frequentie waarmee het knijpeffect plaats vindt — de „knijpfrequentie" — is tweemaal de modulatiefrequentie. Immers elke sinuslijn heeft twee toppen en twee hellingen per periode.

Dit „knijpeffect" nu heeft twee nadelige consequenties:

1) Het geeft aanleiding tot slijtage van de plaat, door de krachten die de naald bij de periodieke verticale beweging op de plaat uitoefent. We zagen hierboven dat de periodieke variatie van de groefhoek (waarmee het knijpeffect evenredig is) toeneemt met afnemende minimale groefsnelheid. De beoogde verkleining van deze grootheid zal dus een vergroting van het knijpeffect ten gevolge hebben. Bovendien wordt zijn uitwerking ook groter doordat een kleinere V_m, zoals we zagen, een dunnere naald (kleiner raakoppervlak) nodig maakt; hierdoor treedt immers bij gelijkblijvende kracht een verhoging van de naalddruk op. De enige mogelijkheid om de sterkere slijtage bij platen met een kleinere V_m te vermijden, is, de massa m_1 die wat betreft verticale bewegingen star met de naaldpunt verbonden is, zo klein mogelijk te houden. Deze weg is bij de straks te beschrijven nieuwe Philips groeftaster met goed succes bewandeld.

2) Een tweede consequentie van het knijpeffect is een zekere vervorming van het geluid bij reproductie, doordat in het algemeen ook de verticale bewegingen van de naald electrische spanningen in de groeftaster zullen opwekken. Er zal blijken dat bij de oplossing van het onder (1) genoemde probleem ook tegelijk deze vervorming tot een onschadelijk minimum kan worden beperkt.

Langspeelplaten

We hebben hierboven reeds aangeduid in welke opzichten de langspeelplaten van de oude grammofoonplaten verschillen. Deze aanduidingen willen we nu samenvatten en preciseren.

De langspeelplaten zijn vervaardigd van een nieuw materiaal uit de familie der plastica, „Vinylite". Dit verbindt de voordelen van een veel kleinere korrelgrootte (vgl. fig. 2) met onbreekbaarheid. We wezen er reeds op, dat een kleinere korrelgrootte de mogelijkheid opende voor een kleinere dambreedte, dus voor een kleinere spoed van de groef.

Deze spoed is dan ook van 0,26 mm (bij de oude standaardplaten) teruggebracht tot 0,1 mm; de groefbreedte is van 0,13 mm tot 0,07 mm verkleind. Tegelijkertijd is de omloopfrequentie van 78 omwentelingen per minuut gereduceerd tot $33^1/_3$ omwenteling per minuut. De diameter van de binnenste gang is van 10 cm op 12 cm gebracht. Door deze veranderingen is een speelduur van 22,5 minuten bereikt. De minimale groefsnelheid is ten opzichte van de oude standaardplaten verkleind met een factor $\frac{33^1/_3}{78} \cdot \frac{12}{10} = 0{,}51$.

De vergroting van de binnendiameter zou op het eerste gezicht bevreemding kunnen wekken. Men kan echter aantonen, dat bij een gegeven minimale groefsnelheid er een optimale waarde van de binnendiameter en van het toerental is, waarbij de speelduur maximaal wordt. Met andere woorden,

[1]) Als we hier en in het vervolg spreken van zekere massa's die wat betreft bewegingen in bepaalde richtingen star met de naald verbonden zijn, dan bedoelen we daarmee zekere effectieve massa's die men star met de naald verbonden kan denken. Dit optreden van verschillende effectieve massa's voor verschillende bewegingsrichtingen hangt samen met het feit dat diverse onderdelen van de groeftaster elastisch met elkaar verbonden zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

als men een kleinere binnendiameter zou kiezen, dan zou men om de minimale groefsnelheid boven de gegeven grens te houden, het toerental zodanig moeten vergroten dat ten slotte een kleinere speelduur zou resulteren.

De genoemde speelduur heeft betrekking op de grootste microgroefplaten, met een buitendiameter van 30 cm. Behalve deze bestaan er evenals bij de oude platen ook platen met een diameter van 25 cm, en bovendien zijn er nog de in het begin genoemde „easy-storage" platen met een speelduur van 4,5 minuten en met een diameter van slechts 18 cm. Ook moeten niet alle microgroefplaten met $33^1/_3$ omwenteling per minuut worden afgespeeld. Sommige platen van 18 cm zijn voor 45 omwentelingen per minuut gemaakt.

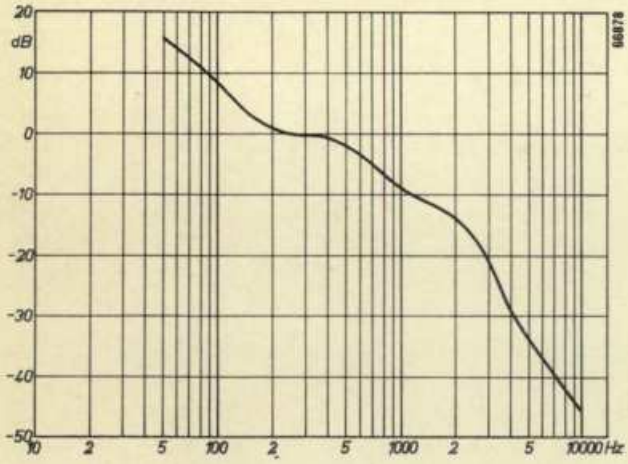


Fig. 7. Snijkarakteristiek van een langspeelplaat.

De snijkarakteristiek voor de langspeelplaten is gegeven in *fig. 7*. We zien dat de amplitudo in het gehele gebied afneemt met toenemende frequentie. Hier is dus op andere manier dan we in fig. 3 hebben aangegeven een compromis gesloten tussen het snijden met constante snelheid en het snijden met constante amplitudo.

We moeten hier opmerken, dat men door B_{max} voor de hoge tonen ongeveer even groot te kiezen als bij gewone platen een mogelijke winst aan speelduur, nl. door een eventuele verdere verlaging van V_m, heeft opgeofferd terwille van een betere kwaliteit van de reproductie der hoge frequenties.

Beschrijving van de groeftaster van de nieuwe Philips grammofoons

Alle bestaande soorten grammofoonplaten, gewone zowel als microgroefplaten, kunnen afgespeeld worden op de Philips grammofoon type 2508. Deze is uitgerust met een motor die de draaitafel met drie toerentallen kan aandrijven, en wel met 78, 45 en $33^1/_3$ omwentelingen per minuut. Verder is dit toestel voorzien van een platenwisselaar, die het automatisch wisselen van 30, 25 en 18 cm platen mogelijk maakt.

Eenvoudiger van bouw is de grammofoon type 2978 (*fig. 8*). Hier ontbreekt de platenwisselaar. De draaitafel is op twee toerentallen instelbaar en wel op 78 en $33^1/_3$ omwentelingen per minuut. De beperking die hierdoor aan de afspeelbare platen wordt opgelegd, is echter niet groot, aangezien slechts betrekkelijk weinig microgroefplaten een toerental van 45 omwentelingen per minuut vragen. Beide

Fig. 8. De Philips grammofoon type 2978.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

grammofoons zijn uitgerust met een nieuwe groeftaster, die van een speciaal ontworpen saffieren naald is voorzien.

Tot een bespreking van deze groeftaster en bijbehorende onderdelen zullen we nu overgaan.

De naald

Er blijkt dat een naald met een afrondingstraal van 15 μ ook op de binnenste groef zelfs voor geoefende oren geen merkbare aftastvervorming geeft.

Bij een groefhoek van 90° betekent deze afrondingstraal een effectieve naaldradius van (zie fig. 1):

$$15 \cos \frac{a}{2} = 15 \cos 45° = 11\ \mu.$$

Een dergelijk fijn naaldpuntje, van 1 mm lengte, kan inderdaad worden vervaardigd. Men zou echter hiermee uitsluitend microgroefplaten kunnen afspelen, aangezien dit fijne naaldpuntje op de bodem van een normale groef zou gaan glijden (zie fig. 1*c*), wat niet mag. Om een groeftaster geschikt te maken voor het aftasten van microgroef- èn gewone platen, zou men hem dus moeten uitrusten met twee verschillende naalden. Voor fijnproevers, die de hoogste eisen aan de reproductie stellen, wordt dit dan ook inderdaad op wens gedaan. Voor de normale uitvoering heeft men echter deze complicatie, die aanleiding zou kunnen geven tot fouten bij onachtzaam gebruik, willen vermijden. Men heeft een compromis gevonden, volgens hetwelk men een naald kan construeren die zowel voor microgroefplaten als voor platen met normale groef gebruikt kan worden. Dit naaldpuntje is evenals het hierboven genoemde van saffier vervaardigd. Het heeft de vorm van een afgeknotte kegel met afgeronde hoeken (zie *fig. 9*). De effectieve straal bedraagt 26 μ. Het heeft een totale lengte van 1 mm, een dikte van 0,4 mm en een gewicht van 0,2 mg, d.i. ongeveer $^1/_8$ van dat van een toe nu toe gebruikelijke saffieren naald. Op die manier is een naald geschapen die het kleine, aan aftastvervorming te wijten, verlies aan reproductiekwaliteit der hoge tonen ruimschoots compenseert door verhoogde eenvoud in gebruik.

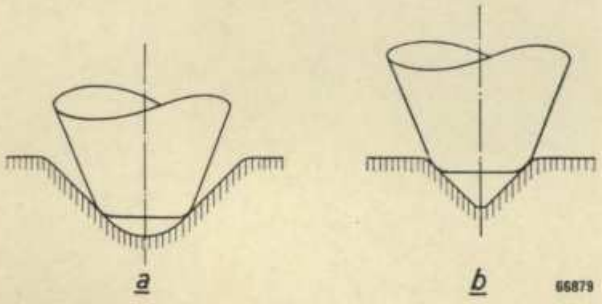


Fig. 9. De afgeknotte saffieren naald in een normale groef (*a*) en in een microgroef (*b*). Men ziet dat de afmetingen en de vorm van de naald juist zo zijn gekozen dat de naald niet op de bodem van een normale groef glijdt terwijl hij niettemin klein genoeg is om in een microgroef te passen.

Het piëzo-electrische kristal en het anker

De voor het aftasten van microgroefplaten ontwikkelde groeftaster is van het piëzo-electrische type. Dit soort groeftaster leek het meest geschikt om bij een eenvoudige lichte constructie nog zo grote spanningen op te wekken dat boven de in het laagfrequent gedeelte van een radiotoestel beschikbare versterking geen extra versterking nodig wordt.

Bij deze keuze is men ingegaan tegen een zeker wantrouwen, dat tegen piëzo-electrische instrumenten bestaat omdat zij gevoelig zijn voor klimaatsinvloeden (bijv. zeer vochtige of extreem droge klimaten). Dit heeft men kunnen doen, doordat men ten eerste speciale maatregelen heeft getroffen bij de verpakking der voor de verkoop bestemde groeftasters en ten tweede ook heeft zorg gedragen voor een voldoende bescherming van het in gebruik zijnde instrument.

Bij de volgende beschrijving zullen we op een en ander nog terugkomen.

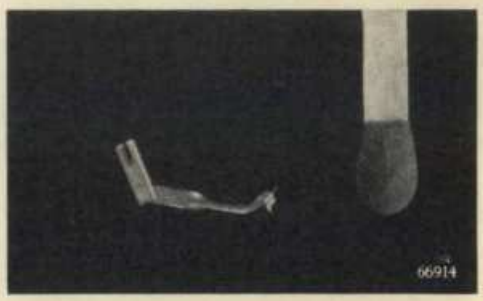


Fig. 10. Het sleepveertje met de naald. Rechts een luciferkop die de schaal van de foto aangeeft.

Het saffieren naaldpuntje is bevestigd op een sleepveertje (zie *fig. 10*). Dit sleepveertje is via het zogenaamde anker met het piëzo-electrische kristal verbonden, zie *fig. 11*. Deze verbinding wordt zo tot stand gebracht dat tussen het vorkje van het anker en het kristal een stukje elastisch, rubberachtig materiaal is geklemd. Het anker is met behulp van rubber ringetjes om zijn lengte-as draaibaar bevestigd. Hierdoor worden horizontale uitwijkingen van de naald omgezet in torsiebewegingen van het kristal, dat dan ook zo uit een groter kristal is gezaagd dat het hoofdzakelijk hierop reageert. Dat gedeelte van de groeftaster waar zich het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kristal bevind is opgevuld met een gel. De gehele groeftaster weegt slechts 15 gram. De door de naald op de plaat uitgeoefende kracht is 7 gram.

We wezen er reeds op dat behalve de statische naalddruk ook de dynamische drukken voldoende klein moeten worden gehouden. In het bijzonder geldt dit uiteraard voor de massa m_1 die bij het knijpeffect een rol speelt, omdat de frequentie waarmee m_1 trilt tweemaal zo groot is als de modulatiefrequentie. Dit nu is bereikt door de verbinding tussen naald en anker via het sleepveertje tot stand te brengen. Hierdoor is namelijk de verbinding tussen naald en kristal wat verticale bewegingen betreft zo slap, dat de naald de trillingen ten gevolge van het knijpeffect niet meer aan het kristal doorgeeft. De effectieve massa m_1 is zo tot enkele mg teruggebracht. Op deze wijze heeft men ook geen last meer van de bovengenoemde vervorming die met deze verticale trillingen verband houdt.

Wegens de in horizontale richting optredende versnellingen moet ook de in deze richting star met de naald verbonden massa, m, klein worden gehouden. Dit betekent voornamelijk dat men het anker, dat trouwens ook een kleine bijdrage tot m_1 levert, zo licht mogelijk moet maken. Hoe rigoureus men bij de vermindering van de massa van het anker te werk is gegaan, wordt geïllustreerd door het feit dat het gewicht van een tegenwoordig anker 30 mg bedraagt, wat ten opzichte van 2500 mg van een vroeger gebruikelijk anker wel een enorme vooruitgang betekent (zie *fig. 12*).

De functie van het elastische laagje tussen anker en kristal kunnen we als volgt begrijpen:

De stijfheid van dit materiaal is sterk afhankelijk van de frequentie waarmee het gedeformeerd wordt, en wel neemt de stijfheid toe met toenemende frequentie. Hierdoor worden de trillingen met hogere frequenties met een relatief grotere amplitudo aan het kristal doorgegeven dan die met lage frequenties. Deze lineaire vervorming, tezamen met die afkomstig van de snijkarakteristiek, is juist van dien aard, dat hij bij de reproductie heel gemakkelijk door een eenvoudig R-C koppellid ongedaan gemaakt kan worden.

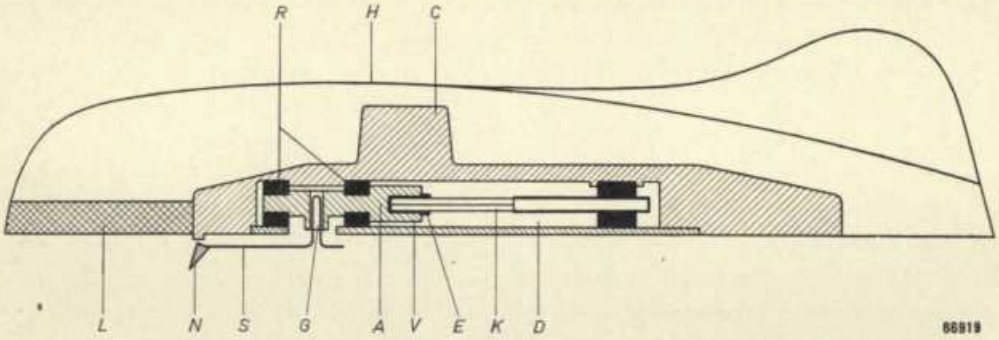


Fig. 11. De kop van de groeftaster met de belangrijkste onderdelen. Van buiten zichtbaar is uitsluitend het stroomlijnvormige omhulsel H. Voor in het omhulsel is het stukje lood L aangebracht dat ter vergroting van het traagheidsmoment om de verticale as dient. De bewegende delen van de groeftaster zijn in het chassis C gemonteerd. De rubberringetjes R dienen als lagers voor het anker A. In het gaatje G van het anker wordt het sleepveertje S met de saffieren naaldpunt N bevestigd. De bewegingen van het anker worden via het vorkje V op het piëzo-electrische kristal K overgebracht. Tussen het kristal en het vorkje bevindt zich het elastische laagje E, dat door zijn van de frequentie afhankelijke stijfheid voor een vervormingsvrije geluidsweergave zorgt. De ruimte D om het kristal is opgevuld met een gel die het kristal beschermt en parasitaire trillingen dempt.

Door de aanwezigheid van het elastische laagje zijn de hoeken waarover het kristal bij lage frequenties getordeerd wordt relatief klein. Dank zij de grote gevoeligheid van het kristal zijn zij echter nog voldoende groot om de voor een goede reproductie nodige spanningen op te wekken.

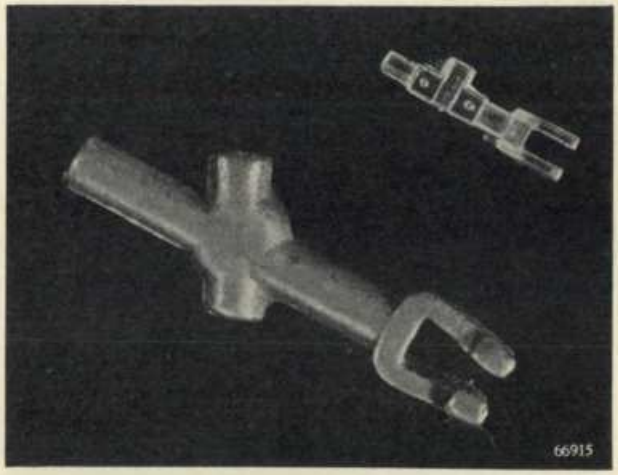


Fig. 12. Een nieuw (rechts) en een oud anker (links). Zelfde vergroting als fig. 10.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De gel, waarmee de ruimte om het kristal is opgevuld, heeft een dubbele functie. Ten eerste dient hij ter demping van parasitaire trillingen, die door resonantie-effecten van allerlei onderdelen kunnen optreden. Ten tweede beschermt hij het kristal tegen schadelijke atmosferische invloeden.

Aan dit laatste is ook gedacht bij de verpakking van de groeftaster, die men zo heeft gemaakt dat het kristal bestand is tegen langdurig bewaren in magazijnen in elk klimaat. De verpakking bestaat uit een luchtdicht gesloten metalen tube, waarin zich een chemisch preparaat bevindt dat voor het juiste vochtigheidsgehalte zorgt.

We hebben gezien hoe men erin geslaagd is de relatief grote versnellingen, die het onvermijdelijke gevolg zijn van de voor de reproductie noodzakelijke bewegingen van het anker, in toom te houden. Bij het afspelen treden echter behalve deze en behalve de reeds eerder genoemde statische naalddruk nog verticale traagheidskrachten op, die een gevolg zijn van het feit dat geen enkele in de handel zijnde grammofoonplaat noch draaitafel volkomen vlak is. Ondanks de veel lagere frequenties van de bewegingen die hiervan het gevolg zijn, kunnen de daarbij optredende krachten aanzienlijk zijn, doordat de massa van de gehele groeftaster plus de toonarm, die de groeftaster op zijn plaats houdt, hier beweegt. Uiteraard zijn de problemen die deze krachten bieden eveneens van ernstiger aard geworden door het gebruik van een scherpere naald. We zullen nu bespreken hoe men bij de constructie van de toonarm hiermee rekening heeft gehouden.

De toonarm

De toonarm is vervaardigd uit een heel licht thermoplastisch materiaal. De eigenlijke, opvallend dunne arm maakt een zekere hoek met de stroomlijnvormige kop, waarin het kristal is ondergebracht. (zie fig. 8). Schuin voor in de kop bevindt zich een klein stukje lood. Aan het andere einde van de arm bevinden zich de lagers van de horizontale en verticale draaiingsas. Opmerkelijk is, dat bij de bevestiging van de toonarm geen gebruik is gemaakt van een kogelgewricht, terwijl men ook tevergeefs zal zoeken naar een tegenwicht, ter vermindering van de statische naalddruk.

Dit laatste is overbodig, aangezien het gewicht van het geheel zó klein is dat automatisch de goede naalddruk tot stand komt. Het gebruik van een tegenwicht is eigenlijk ook een buitengewoon slechte methode ter vermindering van de naalddruk, omdat hierdoor nl. de traagheidskrachten, ten gevolge van de hierboven genoemde periodieke versnellingen in verticale richting, vergroot worden. Als we de frequentie waarmee deze versnellingen plaats vinden, aanduiden met $\Omega/2\pi$, dan geldt voor de amplitudo van het koppel, dat door de toonarm op de plaat wordt uitgeoefend: $K \sim I_{\text{hor}}\Omega^2$, waarbij I_{hor} het traagheidsmoment om de horizontale draaiingsas is. De op de plaat uitgeoefende kracht is dus evenredig met I_{hor}. Hieruit zien we dat het aanbrengen van een tegenwicht weliswaar de statische naalddruk zou verminderen, doch dat het tegelijkertijd, door de vergroting van I_{hor}, de wisselingen van de dynamische druk ten gevolge van het „hobbelen" van de plaat zou versterken. Op momenten waarop deze druk groot is, zal er dus een vergrote slijtage van de plaat optreden, terwijl een halve periode later de naalddruk zo klein kan zijn dat de naald door de horizontale versnellingen langs de groefwand omhoog wordt gedrukt, wat tot vervorming en ruisen aanleiding geeft. In het ergste geval zou het zelfs, bij te grote I_{hor}, kunnen gebeuren dat de naald uit de groef sprong.

Na deze uiteenzetting, waaruit blijkt dat men het traagheidsmoment om de horizontale as zo klein mogelijk moet houden, zal men verwonderd staan over het feit dat er in de kop van de groeftaster een gewichtje is aangebracht, waardoor dus weer een vergroting van het traagheidsmoment I_{hor} ontstaat. Om de functie van dit gewichtje te begrijpen, moeten we letten op het traagheidsmoment om de verticale as.

De naald samen met de hiermee in horizontale richting star verbonden delen (totale massa m) volgt de modulaties van de groef nauwkeurig. Hierbij verplaatst de massa m zich dan ten opzichte van een massa M, waarvan de projectie van het

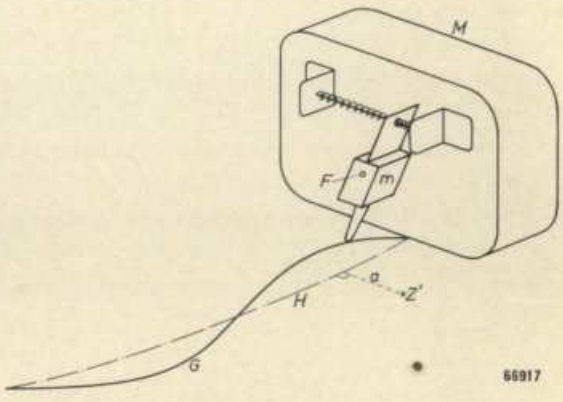


Fig. 13. Schematische voorstelling van een groeftaster. Een kleine massa m is om een as F draaibaar met een grote massa M verbonden. De verbinding tussen de naald en m is star, zodat m, als hij voldoende klein is, de modulaties van de groef G nauwkeurig volgt. Hierbij beweegt hij zich ten opzichte van M, waarvan de projectie van het zwaartepunt op het vlak van de plaat (Z') een constante afstand a tot de hartlijn H van de ongemoduleerde groef heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zwaartepunt op het vlak van de plaat in het ideale geval te allen tijde een bepaalde afstand tot de hartlijn van de ongemoduleerde groef heeft (zie *fig. 13*).

Om het hier beschreven ideaal zo dicht mogelijk te benaderen, moet de toonarm, waaraan M is bevestigd, een zo groot mogelijk traagheidsmoment om de verticale as, I_{vert}, hebben. Immers, slechts in dat geval zal de toonarm door zijn traagheid om de verticale as de snelle uitwijkingen van de naald in horizontale richting in het geheel niet volgen.

Het loden gewichtje heeft nu de taak het traagheidsmoment om de verticale as een voldoend grote waarde te geven. Bovendien wordt door zijn plaatsing vóór de naald bereikt, dat de lagerdruk van de toonarm zo klein wordt, dat men kan afzien van het gebruik van een ingewikkeld en dus duur kogellager. Het lijkt wellicht zonderling dat we aldus juist het tegendeel doen van wat men, volgens het begin van deze paragraaf, zou verwachten: we verkleinen de lagerdruk ten koste van een verhoogde naalddruk. Maar de verhoging van deze laatste wordt door de plaatsing van het gewichtje vooraan in de kop relatief juist het kleinst! Dit wordt toegelicht door *fig. 14*.

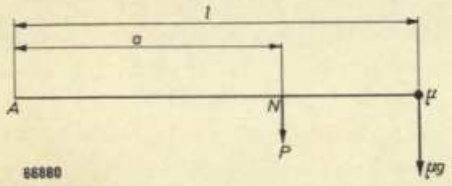


Fig. 14. Vergroting van het traagheidsmoment om de verticale as A. N = naald, μ = de massa die ter vergroting van I_{vert} is aangebracht. Als we aannemen dat voor een goede toonweergave een bepaalde vergroting I_v van het traagheidsmoment om de verticale as nodig is, dan geldt dus: $I_v = \mu l^2$. De vergroting van de naalddruk ten gevolge van het aanbrengen van μ is: $P = \mu l/a = I_v/al$. Dus bij gegeven I_v is P kleiner naarmate l groter is.

Uiteraard zijn de twee eisen: kleine I_{hor} en grote I_{vert} met elkaar in strijd. De aangegeven constructie blijkt echter een compromis te zijn dat in de practijk aan de hoogste eisen voldoet.

In hoeverre men er bij voorbeeld in geslaagd is I_{hor} te verminderen, blijkt op instructieve wijze uit het volgende proefje. Als men tussen plaat en draaitafel een sigaret legt, zodat dus het „hobbelen" van de plaat in abnormale mate is vergroot, dan wordt de kwaliteit der reproductie nochtans nauwelijks verminderd.

Het meezingen van de naald („needle talk"), dat hoofdzakelijk een gevolg is van de verticale bewegingen van de naald en de hiermee in deze richtingen star verbonden massa, is een ander punt dat de voordelen van de nieuwe groeftaster op eenvoudige en duidelijke wijze laat zien. Door de grote vermindering van de massa is het meezingen namelijk zo sterk gereduceerd dat men zonder enig bezwaar kan afzien van een kast die de draaitafel met de groeftaster afdekt (fig. 8).

Ten slotte zij nog vermeld, dat de slijtage van een plaat van behoorlijke kwaliteit zo gering is, dat zelfs na honderd maal afspelen nauwelijks enige verandering in de reproductie is te merken. Men zou dus kunnen zeggen, dat de grammofoonplaten door de uiterste zorg die men aan de constructie van de groeftaster heeft besteed een bijna onbeperkte levensduur hebben verkregen.

Resumerend zien we dus, dat men dank zij de in het bovenstaande beschreven maatregelen er in is geslaagd de voordelen van langere speelduur, betere weergave en minder slijtage met elkaar te combineren.

Samenvatting. De speelduur van een grammofoonplaat wordt beperkt door de groefbreedte, de breedte van de dam tussen naburige groeven en de minimale groefsnelheid (lineaire snelheid van de binnenste gang). De groefbreedte kan alleen worden verkleind als men gebruik maakt van een naaldpunt met een kleinere afrondingstraal, hetgeen slechts mogelijk is als men het gewicht van de groeftaster kleiner maakt. De dambreedte wordt door de gewenste registratie-amplitude en derhalve, via de verhouding van signaal tot geruis, door de korreligheid van het plaatmateriaal bepaald. Hij kan dus verkleind worden door gebruik van een materiaal van fijnere structuur. Wegens de aftastvervorming en wegens het knijpeffect kan men alleen dan de minimale groefsnelheid verkleinen als men alle onderdelen van de groeftaster tegelijkertijd zo wijzigt dat geen enkele van de bij het afspelen optredende drukken de elasticiteitsgrens van het plaatmateriaal overschrijdt. Aan deze eisen is bij de groeftaster van de nieuwe Philips grammofoons voldaan, zodat langspeelplaten (speelduur 22,5 minuten bij 30 cm diameter) er met een uiterst kleine vervorming op kunnen worden afgespeeld. Ook bieden de nieuwe grammofoons de mogelijkheid met verschillende toerentallen te draaien, zodat op deze toestellen zowel gewone platen als ook langspeelplaten kunnen worden afgespeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!